PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 8 — 15. April 1938 — Redaktionsschluß für Nr. 10 am 1. Mai 1938 — 39. Jahrgang

INHALT:

M. Planck zum 80. Geburtstage. S. 327.

Abhandlungen:

H. Angenetter und H. Verleger, Weitere Versuche zur Polarisation der Lichtemission von Kanalstrahlen. S. 328.

H. Grobe, Absorption von Ultraschall in Flüssigkeiten nach einer optischen Meßmethode. Mit Tafel VIII. S. 333.

M. v. Laue, Die Erwärmung des Kristalls beim Kosseleffekt. S. 339.

F. Trey, Eine neue radial expandierende Nebelkammer. S. 343.

Berichte:

P. Jordan, Biologische Strahlenwirkung und Physik der Gene. S. 345.

Nachrichten. S. 366.

MAX PLANCK

ZUM 80. GEBURTSTAGE

23. APRIL 1938

Dem Entdecker des Wirkungsquantums, dem Meister, dem es gelang, unser physikalisches Weltbild von Grund aus umzugestalten und der Forschung völlig neue Wege zu weisen, bringt die Physikalische Zeitschrift die herzlichsten Glückwünsche zu seinem 80. Geburtstage in der Hoffnung, daß er sich noch viele Jahre erfreuen möge am Wachsen seines Werkes.

ABHANDLUNGEN

Weitere Versuche zur Polarisation der Lichtemission von Kanalstrahlen

Von H. Angenetter und H. Verleger

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

1. Einleitung

Bereits im Jahre 1906 hatte Stark[1]) darauf hingewiesen, daß das von Kanalstrahlen ausgesandte Licht in bezug auf die Bewegungsrichtung der Strahlen polarisiert ist. In der Folgezeit ist diese Beobachtung mehrfach eingehend untersucht und bestätigt worden[2]), insbesondere konnte gezeigt werden, daß die Polarisation der bewegten Emission von Serienlinien in bezug auf die Geschwindigkeitsachse abhängt von der Gliednummer der ausgesandten Spektrallinie[3]). Die Polarisationserscheinung und die gleichfalls von Stark[2]) entdeckte Axialität der Intensität der Lichtemission von Kanalstrahlen sind deswegen von Bedeutung, weil sie auf eine axiale Lichtemission und damit auf einen axialen Bau des Atoms hinweisen. Bis jetzt wurden die Effekte im wesentlichen aus experimentellen Gründen und wegen des einfachen Baues der Spektren überwiegend an Wasserstoff- und Heliumkanalstrahlen untersucht. Da die sich daraus ergebenden Folgerungen für den Bau des Atoms und die Zustände des Elektrons sehr weitgehend sind, haben wir auf Veranlassung von Herrn Präsident Stark den Polarisationseffekt der bewegten Emission von solchen Spektren untersucht, deren Bau gegenüber den Spektren von Wasserstoff und Helium komplizierter ist, um auch in diesen Fällen nach einer Abhängigkeit des Effektes von der Art der emittierten Linien zu suchen. Da im Wasserstoffspektrum die Haupt- und Nebenserien zusammenfallen, war es zunächst unser Ziel, eine Untersuchung der Alkalispektren durchzuführen, deren Bau nach dem des Wasserstoffs mit dem Unterschied am einfachsten ist, daß diese Serien getrennt erscheinen. Wie unsere Versuche zeigen, verhalten sich diese Serien verschieden. Wesentlich komplizierter sind die von uns ebenfalls untersuchten Spektren der Edelgase Neon und Argon, dafür haben diese Elemente den Vorteil, daß ihre Kanalstrahlen leicht herzustellen und sehr linienreich sind. Da in einer früheren Arbeit[1]) die Intensitätsdissymmetrie an einigen Quecksilberlinien bestimmt worden ist, haben wir nun auch die Polarisation derselben Linien festgestellt, um die Verknüpfung dieser beiden Effekte zu prüfen.

1) Verh. d. Dt. Physik. Ges. **8**, Nr. 6, 1906.

2) J. Stark, Die Axialität der Lichtemission und Atomstruktur, Berlin, Polytechnische Buchhandlung A. Seydel, 1927.

3) J. Stark und H. Verleger, Physik. Zeitschr. **38**, 873, 1937.

2. Versuchsanordnung

Als Kanalstrahlröhre diente wieder eine Anordnung, die der in einer früheren Arbeit ausführlich beschriebenen[2]) ähnlich war[3]). An Stelle der Spiegel trat jetzt ein Schlitz von 1,5 mm Breite, an dem der Kanalstrahl streifend vorbeilief. Durch ein hinter diesem Schlitz angebrachtes Wollastonprisma mit ultraviolett durchlässiger Kittung wurde das von dem Kanalstrahl ausgehende Licht in zwei zueinander senkrecht polarisierte Komponenten parallel zur Kanalstrahlrichtung und parallel zum Spektrographenspalt zerlegt. Die Abbildung der beiden Schlitzbilder erfolgte im Maßstab 1:1 bis 2:1 mit einer Kondensorlinse auf den Spalt des Spektrographen. Verwendet wurde für die Alkalispektren und für das Quecksilberspektrum der Steinheil-Glas-Spektrograph mit einem Prisma und kurzer Brennweite; für die Edelgase ein von der Firma Halle Nachf. neu konstruierter Glasspektrograph mit Rutherford-Prisma, dessen Dispersion dem Steinheil mit drei Prismen und kurzer Brennweite entspricht und für das ultraviolette Gebiet ein kleiner Hilger-Quarzspektrograph.

Die Alkalikanalstrahlen konnten nach einigen Vorversuchen folgendermaßen hergestellt werden. In der Mitte des metallischen Anodenzylinders wurde ein im Abstand veränderlicher Eisenzylinder so eingeführt, daß die von der Kathode ausgehenden Kathodenstrahlen auf seine untere Öffnung trafen. Der Eisenzylinder wurde in einer Länge von etwa 6 cm und einem Durchmesser von 9 mm mit dem vom Kristallwasser befreiten und geschmolzenen Alkalichlorid gefüllt. Durch die auftreffenden Kathodenstrahlen wurde das Salz zum Verdampfen gebracht.

Da die Entladung ohne Füllgas brennen sollte, war es notwendig, den Dampfdruck des Alkalisalzes regulieren zu können. Diese wurde in der Weise erreicht, daß der Eisenzylinder in verschiedene Abstände zur Kathode gebracht werden konnte. Zu diesem Zweck wurde derselbe von einem Quarzröhrchen umgeben, das durch

1) J. Stark und H. Verleger, Physik. Zeitschr. **38**, 873, 1937.

2) J. Stark und H. Verleger, Physik. Zeitschr. **38**, 873, 1937.

3) Wir möchten an dieser Stelle Herrn technischen Sekretär Lesche für seine Laboratoriumshilfe bestens danken.

seitlich angebrachte Löcher an der von oben in den Entladungsraum ragenden Eisenstange verschiebbar befestigt werden konnte. Auf diese Art konnten lichtstarke Kanalstrahlen erhalten werden, die nur eine Stunde aufrecht erhalten werden konnten, denn nach dieser Zeit war alles Salz aus dem Röhrchen verdampft. Die so erzeugten Alkalikanalstrahlen wurden in Helium oder Wasserstoff geschossen. Nach der eben geschilderten Methode ist es möglich, Kanalstrahlen eines jeden beliebigen festen Elementes zu erzeugen. So gelang es uns z. B. durch passende Wahl des Entladungsstromes Eisen im Entladungsraum zum Verdampfen zu bringen und dessen Kanalstrahlen zu beobachten. Sogar von dem schwer schmelzbaren Molybdän konnten in der bewegten Emission die stärksten Linien gesehen werden.

Bei der Herstellung der Quecksilberkanalstrahlen wurde Helium als Füllgas benutzt. In einem seitlichen Ansatz an der Hartglasröhre des Entladungsraumes befand sich Quecksilber, das durch dauernde Erwärmung auf höheren Dampfdruck gebracht und durch das vorbeistreichende Helium in die Entladung geführt wurde. Bemerkenswert ist, daß ohne Quecksilberzufuhr die ruhende Emission der *Hg*-Linien nicht beobachtet werden konnte. Die Quecksilberkanalstrahlen verliefen in Wasserstoff.

Zur Erzeugung der Argon- und Neon-Kanalstrahlen wurde das Gas aus einem Vorratskolben von bestimmtem Druck über eine Reinigungsfalle und eine Kapillare in die Entladungsröhre geleitet. Während bei der Entladung im Alkalidampf die Stromstärke bei einer Spannung von 12–14 kV ungefähr 15–20 mA betrug, war sie bei den Edelgasen bei einer Spannung von 18 kV nur 1 mA. Bei diesen Stromstärken waren die Kanalstrahlen am intensivsten. Die Neonkanalstrahlen verliefen in Wasserstoff oder Helium, die Argonstrahlen nur in Helium, weil es sich zeigte, daß in diesem Fall die Intensität des bewegten Argons wesentlich stärker ist als die des ruhenden Heliums, während bei Wasserstoff als Stoßgas ausschließlich die ruhenden Wasserstofflinien und keine bewegten Argonlinien auftreten.

3. Photometrisches Verfahren zur Bestimmung der Polarisation

Der Intensitätsvergleich der untersuchten Spektrallinien wurde nach der von Stark (Axialitätsschrift) angegebenen Methode durchgeführt. Da außer der Polarisation der bewegten Emission immer eine Polarisation durch die optische Anordnung (Kondensor, Spektralapparat) vorhanden ist, haben wir das Verhältnis der bewegten Intensität I_p/I_s verglichen mit der Polarisation von benachbarten Spektrallinien des ruhenden Gases, wobei wir von der Annahme ausgingen, daß deren Polarisation gering ist. Wir haben also die Schwärzungsdifferenz $\Delta S_{\text{bewegt}} - \Delta S_{\text{ruhend}}$ gebildet und hieraus nach der von Stark angegebenen Schwärzungsformel:

$$\log \frac{I_p}{I_s} = \frac{(S_p - S_s)_{\text{bewegt}} - (S_p - S_s)_{\text{ruhend}}}{m}$$

das Intensitätsverhältnis der zwei senkrecht zueinander polarisierten Komponenten berechnet. Der Schwärzungskoeffizient m wurde für die Plattensorten Agfa-Isopan I.S.S., Perutz-Persenso und Perutz-Superrapid als Mittelwert über den sichtbaren Spektralbereich bestimmt.

Zahlentafel I

Plattensorte	m
Agfa-Isopan ISS	0,765
Perutz-Persenso	0,850
Perutz-Superrapid	1,234

Die erhaltenen Spektrogramme wurden mit Hilfe eines registrierenden Photometers (wir danken Herrn technischen Sekretär Stenzel für seine Hilfe) ausgewertet. Da das oben angegebene photographische Meßverfahren nur im Bereich der Normalschwärzung verläßliche Resultate liefert, haben wir von den erhaltenen Photometerkurven nur diejenigen Werte verwendet, bei denen die Schwärzungen in diesem Bereich liegen. Die so erhaltenen Polarisationswerte weichen für die einzelnen Aufnahmen voneinander ab, was seinen Grund wohl darin hat, daß die Verhältnisse im Kanalstrahl trotz sorgfältiger Konstanthaltung der sie bedingenden Größen wie Strom, Spannung und Druck im Entladungs- und Stoßraum von Aufnahme zu Aufnahme verschieden sind. Die Streuung der Werte liegt innerhalb von 10 Proz.

4. Alkalilinien

Untersucht wurden Lithium und Natrium. Wie nach einer Mitteilung von Stark und Verleger[1]) bekannt ist, fällt die bewegte Intensität innerhalb einer Serie wesentlich rascher ab als die ruhende. Bei den kurzen zur Verfügung stehenden Belichtungszeiten traten daher mit genügender Intensität nur die ersten Glieder einer Serie auf. Bei Natrium liegt nur das erste Glied der Hauptserie $1s - 2p$ im sichtbaren Gebiet; es wurde deshalb auch nur die nicht aufgelöste *D*-Linie auf den Spektrogrammen erhalten. Von *Li* liegen die ersten Glieder der Haupt- und diffusen Nebenserie $1s - 2p$ und $2p - 3d$ im Roten, beide Linien traten auch mit genügender Intensität auf. Außerdem wurde auch das zweite

1) J. Stark und H. Verleger, Physik. Zeitschr. **38**, 359. 1937.

Glied der diffusen Nebenserie $2p - 4d$ bei 4603 AE beobachtet, jedoch reichte seine Intensität zu einer einwandfreien Photometrierung nicht aus. Die folgende Zahlentafel II gibt die Resultate der Messungen und zwar sind die angegebenen Polarisationswerte Mittelwerte über verschiedene Messungen bei gleichem Druck.

Zahlentafel II. Alkalilinien

Wellenlänge AE	Formel nach Paschen	Druck im Stoßraum in mm Hg	Polarisation I_p/I_s
Li 6708	$1s - 2p$	*He* 0,14	0,80
Li 6103	$2p - 3d$	*He* 0,14	0,94
Na 5889/95	$1s - 2p_{1,2}$	H_2 0,16	0,67

Wie aus der Zahlentafel zu entnehmen ist, ist sowohl für Natrium als auch für Lithium das erste Glied der Hauptserie stark querpolarisiert, wobei wir unter Querpolarisation den Effekt verstehen wollen, bei dem die elektrische Schwingung senkrecht zur Kanalstrahlrichtung intensiver ist. Überwiegt dagegen die Komponente parallel zur Kanalstrahlrichtung, dann sprechen wir von Längspolarisation. Bei Lithium ist der beobachtete Effekt kleiner als bei Natrium. Dies hat seine Ursache wohl darin, daß die Lithiumkanalstrahlen in Helium verliefen und die Natriumkanalstrahlen in Wasserstoff. Da die Polarisation der ruhenden Intensität für Helium deutlicher größer ist als für Wasserstoff (der Betrag ist klein, aber merkbar), erscheint die Polarisation für Lithium geringer als für Natrium. Die Lithiumkanalstrahlen mußten in Helium verlaufen, weil das Lithiumchlorid ein außerordentlich hygroskopisches Salz ist und daher in der bewegten Emission der Lithiumlinien immer Wasserstofflinien auftreten, so daß sich ruhende und bewegende Intensität der *H*-Linien überlagern würden. Die Natriumkanalstrahlen verliefen in Wasserstoff, da bei der geringeren Dispersion des verwendeten Spektrographen die Heliumlinie 5876 AE störend gewirkt hätte. Die Linie der Nebenserie 6103 ist deutlich gering polarisiert.

5. Quecksilberlinien

Wie bereits in einer früheren Arbeit über die Intensitätsdissymmetrie in der Lichtemission der *Hg*-Kanalstrahlen[1]) konnten auch bei dieser Untersuchung nur die intensivsten kurzwelligen Quecksilberlinien 2537, 3650, 4047 und 4359 AE mit ausreichender Schwärzung beobachtet werden. Als Vergleichslinie für die Resonanzlinie diente wieder die Kohlenstofflinie 2478 AE, die auch bei den Polarisationsaufnahmen im Stoßraum zur Emission angeregt werden konnte. Für die anderen Linien wurden zum Vergleich Wasserstofflinien benutzt.

Die in der Zahlentafel III zusammengestellten Ergebnisse stellten Mittelwerte aus verschiedenen Messungen dar. Um einen Vergleich mit den Beobachtungen über die Intensitätsdissymmetrie anstellen zu können, sind in der Zahlentafel die Mittelwerte der von Stark und Verleger gefundenen Intensitätsverhältnisse aus Vorwärts- und Rückwärtsstrahlung eingetragen.

Zahlentafel III Quecksilberlinien

Wellenlänge AE	Formel nach Paschen	Druck im Stoßraum in mm	I_{45}/I_{135}	Polarisation I_p/I_s
Hg 4359	$2p_2 - 3s$	0,14	1,07	1,21
Hg 4047	$2p_3 - 3s$	0,14	1,05	1,19
Hg 3650	$2p_1 - 3d_1$	0,14	0,99	1,08
Hg 2537	$1S - 2p_2$	0,14	1,31	1,38

Wie die Zahlentafel zeigt, treten die Erscheinungen der Intensitätsdissymmetrie und der Polarisation bei den untersuchten Quecksilberlinien gleichzeitig auf.

6. Neonlinien

Die für die einzelnen Neonlinien erhaltenen Mittelwerte der Polarisation sind in den folgenden Zahlentafeln IV und V zusammengestellt. Zahlentafel IV enthält die Bogenlinien, Zahlentafel V die Funkenlinien.

Zahlentafel IV. Neonbogenlinien

Wellenlänge AE	Formel nach Paschen	Polarisation I_p/I_s durchlaufenes Gas *He*, $p = 0{,}16$	durchlaufenes Gas H_2, $p = 0{,}08$
3418	$1s_4 - 3p_4$	1,18	—
3472	$1s_5 - 3p_9$	1,22	—
5852	$1s_2 - 2p_1$	0,93	0,83
5881	$1s_5 - 2p_2$	—	0,83
5945	$1s_5 - 2p_4$	0,71	0,81
5975	$1s_5 - 2p_5$	0,99	0,77
6030	$1s_4 - 2p_2$	1,11	1,05
6074	$1s_4 - 2p_3$	0,93	0,82
6096	$1s_4 - 2p_4$	1,09	1,02
6143	$1s_5 - 2p_6$	0,68	0,77
6164	$1s_3 - 2p_3$	0,69	0,53
6217	$1s_5 - 2p_7$	0,92	0,86
6266	$1s_3 - 2p_5$	0,60	0,40
6305	$1s_4 - 2p_6$	1,16	1,12
6383	$1s_4 - 2p_7$	1,01	0,97
6334	$1s_5 - 2p_8$	0,72	0,73
6402	$1s_5 - 2p_9$	1,05	0,92
6506	$1s_4 - 2p_8$	1,11	0,98
6532	$1s_3 - 2p_7$	0,81	0,73
6599	$1s_3 - 2p_9$	1,06	—
6678	$1s_2 - 2p_4$	0,92	—

[1]) J. Stark und H. Verleger, Physik. Zeitschr. **38**, 873, 1937.

Zahlentafel V

Neonfunkenlinien

Wellenlänge AE	Formel nach Paschen	Polarisation I_p/I_s durchlaufenes Gas He $p = 0{,}16$
3335	$3s^4P_{5/2} - 3p^4D_{7/2}$	1,47
3355	$3s^4P_{3/2} - 3p^4D_{5/2}$	1,67
3575	$3s^2D_{5/2} - 3p^2F_{5/2}$	1,82
3569	$3s^2D_{3/2} - 3p^2F_{7/2}$	1,82
3664	$3s^4P_{3/2} - 3p^4P_{3/2}$	1,00
3694	$3s^4P_{5/2} - 3p^4P_{5/2}$	1,37
3713	$3s^2P_{2/2} - 3p^2P_{3/2}$	1,47

Die Zahlentafel IV zeigt, daß die Neonkanalstrahlen sowohl in Helium als auch in Wasserstoff verliefen. Wir haben Aufnahmen bei verschiedenen Drucken (0,22–0,04 mm Hg) der beiden Stoßgase gemacht, konnten aber eine charakteristische Druckabhängigkeit in dem untersuchten Gebiet nicht feststellen. Dagegen ist deutlich zu erkennen, daß die Polarisation bei Wasserstoff als Stoßgas durchwegs stärker ist als bei Helium als Stoßgas. Dies läßt sich mit einiger Sicherheit wohl so deuten, daß die Anzahl der freien Elektronen, die diese Vergrößerung hervorruft, in Wasserstoff größer als in Helium ist. Diese Deutung bestätigt die Ergebnisse von Stark, Ritschl und Bomke[1]), die durch eine zwangsweise Erhöhung der Elektronendichte durch ein Magnetfeld nachgewiesen haben, daß dieselbe für die Größe der Polarisation maßgebend ist. Dieser Einfluß der Elektronenzahl wurde außerdem von Stark und Verleger[2]) mit dem gleichen Ergebnis untersucht.

Weiter auffällig ist die starke Querpolarisation bei einer Gruppe von Linien, deren Endzustand der $1s_3 = 3s^3P_0$-Term ist. Vor allem die Linie $6266 = 1s_3 - 2p_8$ zeigt eine Polarisation von 0,60 in Helium und von 0,40 in Wasserstoff, ein Effekt, der in dieser Größe bisher an keiner Linie eines Elementes beobachtet werden konnte. In Abb. 1 ist ein Spektrogramm der roten Neonlinien wiedergegeben, aus dem dieser starke Effekt deutlich zu erkennen ist.

Das auffallendste Ergebnis unserer Untersuchungen sowohl an den Alkalilinien als auch an den Neonlinien ist das Auftreten von Polarisationswerten kleiner als eins. Bisher konnten bei Wasserstoff, Helium, Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff nur Längspolarisationen beobachtet werden. Eine Ausnahme machte nach einer Arbeit von Stark und Schön[3]) die Heliumlinie 3889, für die auch Polarisationswerte kleiner als eins gemessen wurden, allerdings war der Effekt so gering, daß nicht mit Sicherheit auf das Vorhandensein einer Querpolarisation geschlossen werden konnte. Aus unseren Untersuchungen aber folgt, daß die Spektrallinien sowohl quer- als auch längspolarisiert sein können.

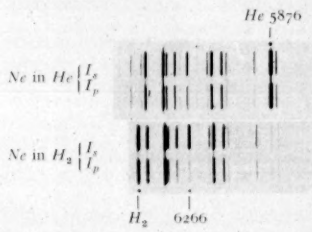


Abb. 1.

Hanle und Quarder[1]) haben bereits früher die Polarisation des Neon-Kanalstrahlleuchtens untersucht. Die Autoren teilen keine Zahlenwerte der Polarisation mit, sondern geben nur an, ob die Linien quer- oder längspolarisiert sind. Diese Angaben stimmen insbesondere für die starken Polarisationen mit unseren Beobachtungen überein.

Die Polarisationen der wenigen beobachteten Funkenlinien des Neons sind durchweg größer als eins und mit Ausnahme von 3664 sehr stark.

7. Argonlinien

Die Mittelwerte für die Polarisation der von uns untersuchten Argonlinien sind in den Zahlentafeln VII und VIII getrennt für die Bogen- und Funkenlinien angegeben. Wegen der geringeren

Zahlentafel VII

Argonbogenlinien

Wellenlänge AE	Formel nach Paschen	Polarisation I_p/I_s
6114	$2p_7 - 4s_5$	0,92
6032	$2p_9 - 5d_4$	0,91
5659	$2p_6 - 5s_5$	0,89
4965		0,91
4628	$1s_2 - 3p_8$	0,95
4300	$1s_4 - 3p_8$	1,02
4272	$1s_4 - 3p_7$	
4259	$1s_2 - 3p_1$	1,00
4201	$1s_4 - 3p_9$	0,95
4198	$1s_5 - 3p_5$	0,97
4191	$1s_3 - 3p_4$	1,03
4158	$1s_5 - 3p_6$	0,91
4044	$1s_4 - 3p_3$	0,95

1) J. Stark, R. Ritschl und H. Bomke, Physik. Zeitschr. **37**, 427, 1936.
2) J. Stark und H. Verleger, Physik. Zeitschr. 38, 357, 1937.
3) J. Stark und M. Schön, Physik. Zeitschr. 37, 431, 1936.

1) W. Hanle und B. Quarder, Zeitschr. f. Phys. **54**, 819, 1929.

Ionisierungsspannung des Argons treten die blauen Linien viel stärker auf als die Linien des neutralen Atoms. Wie oben eingangs erwähnt wurde, haben wir die Argonkanalstrahlen ausschließlich in Helium verlaufen lassen, da nur in diesem Falle die bewegte Emission mit ausreichender Intensität auftrat. Der Heliumdruck im Stoßraum betrug bei allen Aufnahmen 0,16 mm *Hg*.

Zahlentafel VIII

Argonfunkenlinien

Wellenlänge AE	Formel nach Paschen	Polarisation I_p/I_s
4014	$3d^4D_4 - 4p^4D_4$	0,98
4072	$4s^2D_2 - 4p^2D_3$	0,88
4132	$4s^2D_2 - 4p^2P_1$	0,96
4228	$4s^4P_2 - 4p^2D_2$	1,02
4237	$4s^2D_2 - 4p^2P_2$	1,03
4266	$4s^4P_3 - 4p^4D_3$	0,98
4277	$4s^2D_3 - 4p^2P_2$	0,90
4331	$4s^4P_2 - 4p^4D_2$	1,03
4371	$3d^4D_3 - 4p^4P_2$	1,04
4379	$4s^4P_1 - 4p^4D_1$	1,03
4400	$4p^2P_2 - 5s^4P_1$	1,10
4426	$4s^4P_2 - 4p^4D_3$	1,18
4431	$3d^4D_3 - 4p^4P_4$	1,02
4482	$3d^2D_3 - 4p^2D_3$	0,97
4545	$4s^2D_2 - 4p^2P_2$	0,97
4579	$4s^2P_1 - 4p^2S_1$	0,99
4590	$4s^2D_2 - 4p^2F_3$	1,05
4609	$4s^2D_3 - 4p^2F_4$	1,00
4658	$4s^2P_2 - 4p^2P_1$	0,96
4727	$4s^2P_2 - 4p^2D_2$	0,99
4736	$4s^4D_3 - 4p^2P_2$	0,99
4765	$4s^2P_1 - 4p^2F_2$	1,09
4806	$4s^4P_3 - 4p^4P_3$	1,00
4880	$4s^2P_2 - 4p^2D_3$	1,00
5017	$4s^4P_2 - 4p^4D_2$	1,01
5062	$4s^4P_1 - 4p^4P_2$	0,92
5145	$4s^2P_2 - 4p^4D_3$	1,03

Wie die beiden Zahlentafeln VII und VIII erkennen lassen, beträgt das Intensitätsverhältnis aus parallel und senkrecht schwingender Komponente für die beobachteten Bogen- und Funkenlinien nahezu eins. Bei den Bogenlinien ist dies wohl darauf zurückzuführen, daß nur die zweiten Glieder der Hauptserie beobachtet werden konnten, welche in Übereinstimmung mit früheren Beobachtungen einen geringen Effekt erwarten lassen. Die ersten Glieder der Hauptserie konnten nicht aufgenommen werden, da sie schon im langwelligen Rot und Ultrarot liegen. Beim Funkenspektrum dagegen sind fast alle Linien die ersten Glieder der Hauptserien. Wir können also mit einiger Sicherheit feststellen, daß unter den von uns gewählten experimentellen Verhältnissen (Röhrenspannung, Druck) die Polarisation der untersuchten blauen Argonlinien nur wenig von eins verschieden ist.

8. Ergebnisse

1. Die Erscheinung der Polarisation der Lichtemission von Kanalstrahlen ist seither an Wasserstoff, Helium, Sauerstoff und Kohlenstoff untersucht worden. In der vorliegenden Arbeit wird der Effekt auch bei den Linien des Lithium, Natrium, Neon, Argon und Quecksilber festgestellt und gemessen. Es wird damit neuerdings gezeigt, daß die Polarisation der Spektrallinien in der Emission der Kanalstrahlen eine allgemeine Eigenschaft der Atome ist.

2. Die Größe der Polarisationswerte ist abhängig von der Serienformel einer Linie, d. h. von den beiden Zuständen der Elektronen, an die die Lichtemission geknüpft ist. Der Effekt hat darum eine große Bedeutung für die Kennzeichnung der Zustände eines Atoms.

3. Durch die vorliegenden Untersuchungen ist es außer Frage gestellt, daß auch Polarisationswerte kleiner als eins vorkommen. Die Querpolarisationswerte können erheblich von eins abweichen, wie z. B. an der Ne-Linie 6266, die in Wasserstoff eine Polarisation von 0,4 aufweist, einwandfrei gezeigt werden konnte.

Herrn Präsident Professor Dr. J. Stark danken wir für die Anregung zu dieser Arbeit und für seine fördernden Hinweise. Der eine von uns (H. Angenetter) möchte auch an dieser Stelle der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Erteilung eines Stipendiums seinen Dank aussprechen.

Berlin-Charlottenburg, den 1. März 1938

(Eingegangen 5. März 1938)

Absorption von Ultraschall in Flüssigkeiten nach einer optischen Meßmethode[1])

Von Heinz Grobe

Mit Tafel VIII

Untersuchungen über die Absorption von Ultraschallwellen in Flüssigkeiten sind erst wenig durchgeführt worden. Zur Bestimmung der Absorption kamen verschiedene Meßmethoden zur Anwendung. So bestimmte Biquard[2]) den Schallabsorptionskoeffizienten für verschiedene Flüssigkeiten bei der Frequenz $\nu = 7{,}55$ Mega-Hertz[3]), indem er den Schallstrahlungsdruck mit Hilfe eines Torsionspendels maß. Sörensen[4]) dagegen benutzte in dem Frequenzgebiet von 0,194–0,950 Mega-Hertz eine Schalldruckwaage zur Feststellung der Schallabsorption in einigen Flüssigkeiten.

Nach einer optischen Methode[5]) führte wiederum Biquard[6]) Messungen aus, dieses Mal bei $\nu = 7{,}96$ MHz. Er bestimmte mit Hilfe einer Photozelle die Veränderung der Intensität des nicht abgebeugten Lichtes, indem er die fortschreitenden Schallwellen in verschiedenem Abstand vom Schallgeber durchstrahlte. Bazulin[7]) maß im Bereich $\nu = 6{,}4$–$11{,}5$ MHz optisch-photographisch den Absorptionskoeffizienten in Tetrachlorkohlenstoff. Er nahm die Intensität des abgebeugten Lichtes erster Ordnung bei Durchstrahlung des Schallfeldes an verschiedenen Stellen als Maß für die Absorption.

Die Genauigkeit, die mit den mechanischen Methoden bisher erzielt wurde, ist nach den Angaben der Verfasser nicht sehr groß. Der mittlere Fehler beträgt 10–20 Proz. Dies rührt daher, daß das in den Schallstrahl gebrachte Meßgerät (die Waage oder das Torsionspendel) diesen beeinflußt, da durch teilweise Reflexion des Schalles an der Meßscheibe eine Rückwirkung auf das Schallfeld und unter Umständen sogar auf den Schallgeber selbst stattfindet. Weiter tritt bei hochfrequent schwingenden Quarzen eine Strömung (der sog. Quarzwind) auf, die direkt an der Kristalloberfläche entsteht. Hinzu kommt bei stark absorbierenden Flüssigkeiten eine weitere Strömung, die ihre Ursache in der Erwärmung durch die absorbierte Energie hat[8]). Diese Flüssigkeitsbewegungen überlagern sich dem Schalldruck und fälschen leicht die Ergebnisse.

Diese Fehlerquellen, die sich allerdings zum Teil vermeiden, oder doch wesentlich einschränken lassen[1]), fallen weg bei den optischen Methoden. Hier haben weder Strömungen einen Einfluß, noch stören die Lichtstrahlen das Schallfeld.

Der Zweck der vorliegenden Arbeit war, in einem größeren Frequenzbereich die Schallabsorption für einige Flüssigkeiten zu bestimmen und festzustellen, wie der Verlauf der Absorption in Abhängigkeit von der Frequenz stattfindet. Untersucht wurden Benzol im Gebiet von 6,0–75,0 MHz und einige andere Flüssigkeiten und Mischungen im oberen Bereich der angegebenen Frequenzen

Zur Messung der Schallabsorption wurde eine neue optisch-photographische Methode entwickelt, bei der das Schallfeld direkt durch das in die ersten Ordnungen abgebeugte Licht sichtbar gemacht wird[2]). Der besondere Vorteil dieser Methode liegt darin, daß sie gestattet, sehr große Absorptionen zu messen und daß eine große Genauigkeit mit ihr erreicht werden kann.

Versuchsanordnung

Die als Schallquelle verwendeten Piezoquarze und Turmaline wurden direkt an den Schwingungskreis eines normalen Dreipunktsenders gekoppelt[3]). Mit dem Sender konnten durch Auswechseln der Induktionsspule Frequenzen von 5–80 MHz erzeugt werden. Als Schwingungserzeuger wurde die Telefunken-Senderöhre RS 245 verwendet, die für Frequenzen unter 30 MHz, bei einer Anodenspannung von 400 V, eine maximale Schwingleistung von 6 Watt aufbringt.

Als Schallerzeuger standen sechs Piezokristalle zur Verfügung:

1. Ein kreisförmiger Piezoquarz der Frequenz 7,50 MHz, mit einem Durchmesser von 20 mm.
2. Ein quadratischer Quarz mit $\nu = 15{,}0$ MHz, 20×20 mm².
3. Ein Quarz der Frequenz 21,0 MHz, 16×16 mm².
4. Ein Turmalin mit $\nu = 30{,}0$ MHz und einem Durchmesser $d = 20$ mm.
5. Ein Quarz der Frequenz 43,0 MHz, 15×15 mm² und
6. Ein Turmalin mit $\nu = 75{,}0$ MHz und $d = 12$ mm.

1) Hamburger Dissertation.
2) P. Biquard, Compt. rend. **193**, 226, 1931.
3) 1 Mega-Hertz = 10^6 Hertz.
4) Ch. Sörensen, Ann. d. Phys. **26**, 121, 1936.
5) Lichtbeugung an Ultraschallwellen: R. Lucas und P. Biquard, Journ. Phys. et Radium **3**, 464, 1932.
6) P. Biquard, Compt. rend. **196**, 257, 1933.
7) P. Bazulin, Physik. Zeitschr. Sowjet. **8**, 354, 1935.
8) L. Bergmann, Der Ultraschall, S. 41, VDI.-Verlag, Berlin 1937.

1) P. Biquard, Sur l'absorption des ondes ultra-sonores par liquides. Thèses de Doctorat, Paris 1935.
2) Eine im Prinzip gleiche Methode, nur für andere Zwecke verwendet, wurde inzwischen von Bär, Helv. phys. acta **9**, 617, 1936, und Hiedemann und Hoesch, Zeitschr. f. Phys. **104**, 197, 1936, veröffentlicht.
3) L. Bergmann, Der Ultraschall, S. 25.

Alle Piezokristalle wurden in ihrer Eigenfrequenz erregt. Der erste Schwingquarz konnte außerdem infolge seiner breiten Dämpfungskurve in Flüssigkeiten, noch zwischen 6,0 und 9,1 MHz gut zum Schwingen gebracht werden.

Um keine optischen Verzerrungen zu erhalten, wurde ein selbst gekitteter Trog verwendet, dessen vom Lichtstrahl durchsetzte Seiten aus Interferenzplatten bestanden. Die Schallwellengitter im Trog rief in S_2 (der Brennebene von L_3) die einzelnen Beugungsordnungen hervor. Der in dieser Ebene sich befindende waagerechte Spalt S_2 war nun so eingestellt, daß er nur eine erste Ordnung (die untere) ungehindert hindurch ließ, alle anderen aber vollkommen zurückhielt. Weiter war die Optik so angeordnet, daß die Mitte des Schallfeldes mit Hilfe der Linse L_3 auf die Photoplatte abgebildet wurde. Diese Abbildung blieb geometrisch-

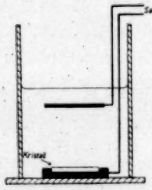


Fig. 1. Trog mit Halterung.

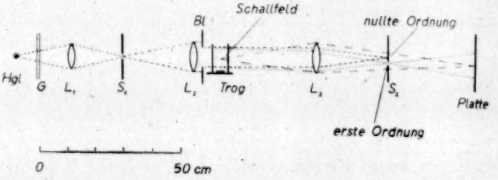


Fig. 2. Optik.

Platten waren etwas gegeneinander geneigt, um nicht zusätzliche Interferenzen zu erhalten.

Die Schallgeber wurden stets horizontal angeordnet. Sie lagen auf einer gleichzeitig als Elektrode dienenden Messingunterlage, in einer der Größe des Kristalls entsprechenden Vertiefung (s. Fig. 1). Die zweite Elektrode befand sich in Form einer scheibenförmigen Messingplatte in Größe des Schallgebers in einer Entfernung von 5–50 mm (je nach Größe der Absorption) über dem Kristall.

Der Schallgeber schwingt so völlig frei und wird durch keine enganliegende Halterung behindert. Diese Anordnung hat den weiteren Vorteil, daß bei schlecht isolierenden Flüssigkeiten die obere Elektrode über der Flüssigkeitsoberfläche angeordnet werden kann. Obgleich dann keine Verbindung zwischen oberer Elektrode und Flüssigkeit mehr besteht, schwingt der Kristall mit fast gleicher Energie.

Als Lichtquelle dient eine Quecksilberdampflampe *Hgl* (Fig. 2). Vor der Lampe befand sich ein Grünfilter *G*, welches alle Quecksilberlinien mit Ausnahme der Linie $\lambda = 5461$ ÅE absorbierte[1]). Mit Hilfe der Linse L_1 wurde die Lichtquelle auf den waagerecht liegenden Spalt S_1 abgebildet. Dieser befand sich in der Brennebene des Achromaten L_2, der ebenso wie L_3 eine Brennweite von 25 cm und einen Durchmesser von 5 cm aufwies. Der Trog stand zwischen beiden im parallelen Licht. Das fortschreitende optisch erhalten, trotz der Anwesenheit des Spaltes S_2. Dieser bewirkte lediglich, daß die Abbildung durch sehr schmale Büschel erfolgte.

Man erhält durch diese Anordnung auf der Platte ein Bild des Schallfeldes, hervorgerufen nur durch das in die erste Ordnung abgebeugte Licht. Infolge der Abbildung durch sehr schmale Büschel stört die Tiefe des Schallfeldes kaum.

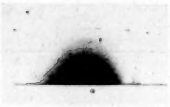
Gültigkeitsbereich der optischen Methode

Die Möglichkeit, auf optischem Wege etwas über die Energie eines Schallfeldes auszusagen, beruht darauf, daß nach der Theorie gilt: Bei genügend kleinen Schallintensitäten ist das von den Schallwellen abgebeugte Licht proportional der Schallenergie[1]) [2]). Dabei kann als praktisches Kriterium für genügend kleine Schallintensitäten gelten, daß die zweite Ordnung noch nicht sichtbar ist. Das rechnerisch abgeleitete Ergebnis der Proportionalität gilt jedoch zunächst nur unter gewissen vereinfachenden Annahmen. Bei jeder theoretischen Behandlung der Beugung an Wellenfronten ist immer ein ebenes, homogenes und scharf begrenztes Schallwellenfeld vorausgesetzt. Es ist aber in Wirklichkeit so, daß die Schallwellenfelder weder scharf begrenzt noch in sich homogen sind. Der Piezokristall schwingt tatsächlich an verschiedenen Stellen seiner Oberfläche mit sehr unterschiedlicher Amplitude (Chladnifiguren an Quarzkristallen[3]). Trotz dieser

1) Monochromatisches Licht ist nicht unbedingt erforderlich, es kann auch ein größerer Wellenlängenbereich benutzt werden.

1) P. Debye, Physik. Zeitschr. **33**, 849, 1932.
2) E. David, Physik. Zeitschr. **38**, 587, 1937.
3) K. Balzer, Zeitschr. f. techn. Phys. **6**, 169, 1937.

a) Benzol



$\nu = 15{,}0$ MHz $\alpha = 3{,}23$

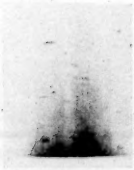
b) Benzol

$\nu = 30{,}0$ MHz $\alpha = 14{,}6$

c) Benzol

$\nu = 9{,}10$ MHz

d) Toluol



$\nu = 30{,}0$ MHz $\alpha = 1{,}22$

e) Toluol

$\nu = 75{,}0$ MHz $\alpha = 8{,}15$

f) Toluol

$\nu = 75{,}0$ MHz $\alpha = 8{,}15$

Fig. 3a–f. Schallfeldaufnahmen in zweifach linearer Vergrößerung.

die Anwendung der Rechnung erschwerenden Umstände erscheint es sicher, daß auch für solche Schallfelder die Proportionalität zwischen abgebeugtem Licht und Schallintensität sich theoretisch folgern läßt[1]).

Wie kompliziert die Dinge liegen können, zeigt das Schallfeld Fig. 3c. Glücklicherweise traten Aufnahmen mit so ausgeprägter Schrägstreifung nur sehr selten auf, denn sie sind zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten ersichtlich ungeeignet. Es ist hoffnungslos, Störungen im Schallfeld etwa rechnerisch zu korrigieren, da es wegen der räumlichen Anordnung der Wellen nicht möglich ist, ihre Formänderung direkt festzustellen. Aus diesem Grunde wurde zu einem experimentellen Kriterium gegriffen, mit dessen Hilfe gezeigt werden konnte, daß normalerweise der Einfluß der Störungen vernachlässigbar klein ist.

Die Schallenergie nimmt infolge der Absorption mit zunehmender Entfernung vom Schallgeber exponentiell ab und im ungestörten Fall muß auch die abgebeugte Lichtintensität auf der Platte exponentiell abnehmen. Machen sich aber wesentliche Störungen im Schallfeld bemerkbar, so rufen diese außerdem noch irgendwelche Intensitätsverteilungen hervor, die aber sicher nicht exponentiell verlaufen. Es ergibt sich so durch Überlagerung eine Kurve, die je nach Größe der Störung von einer Exponentialkurve deutlich abweichen müßte.

Tatsächlich hat sich aber bei den Messungen stets eine Abnahme der Lichtintensität in exponentieller Form ohne Störungen ergeben (s. Fig. 4). Man kann daher feststellen, daß unter den gewählten Versuchsbedingungen und Abmessungen der Kristalle der exponentielle Abfall der Lichtintensität ein guter Beweis dafür ist, daß einwandfrei Schallabsorption gemessen wird.

Messungen

Für alle Versuche wurden nur chemisch reinste Flüssigkeiten von Kahlbaum verwendet. Die Untersuchungen gingen in der Regel so vor sich, daß subjektiv auf maximale Helligkeit einer ersten Ordnung (Braggscher Winkel) durch Änderung des Winkels zwischen Schallwellenfront und Lichtstrahl eingestellt wurde. Die obere Elektrode war dabei immer so weit vom Kristall entfernt, daß die Schallintensität schon nach Durchlaufen eines Drittels der Entfernung Schallgeber–Obere Elektrode auf einen unmeßbar kleinen Wert abgefallen war. So konnte unter allen Umständen vermieden werden, daß an der oberen Messingplatte reflektierte Schallwellen die Messung störten. Dann wurde weiter durch Drehen des Kristalls um die Normale versucht, ein möglichst homogenes Schallfeld in der Abbildung zu erhalten. Es hatte sich nämlich ergeben, daß dieselben Absorptionskoeffizienten herauskommen, gleichgültig ob eine Abbildung der Art der Fig. 3e oder 3f vorliegt. Jeder einzelne Schallstrahl in 3e ergab innerhalb der Fehlergrenzen den gleichen Absorptionskoeffizienten wie 3f.

Weiter wurde im Verlauf der Versuche wiederholt bei verschiedenen Flüssigkeiten und Frequenzen nicht auf den Braggschen Winkel (maximale Helligkeit der Ordnung), sondern merklich daneben eingestellt. Auch kam einmal die obere und einmal die untere erste Ordnung zur Benutzung. Die Absorptionskoeffizienten waren innerhalb der Fehlergrenzen die gleichen.

Wie schon festgestellt, darf aus theoretischen Erwägungen heraus die Schallintensität nicht zu groß sein. Aber auch aus experimentellen Gründen ist ein zu starkes Schwingen der Kristalle unerwünscht. Wird nämlich ein Quarz stärker zum Schwingen angeregt, so tritt infolge Erwärmung in unmittelbarer Nähe der Quarzoberfläche Schlierenbildung auf. Dies wirkt sich sehr störend auf die Messungen aus, denn einmal sind zu große Temperaturunterschiede in der Umgebung der Kristalloberfläche nicht erwünscht wegen ihres eventuellen Einflusses auf die Absorption. Zweitens werden aber die durch die starke Erwärmung hervorgerufenen Schlieren bei der gewählten optischen Anordnung mit sichtbar gemacht und auf der Platte abgebildet. Um diese Fehlerquellen zu vermeiden, wurde mit der Schallenergie weit unter der Grenze geblieben, an der die Schlieren aufzutreten pflegten. Bei den Turmalinen traten Schlieren erst bei wesentlich höherer Belastung auf. Überhaupt ergab sich, daß Turmaline besser geeignet sind zu derartigen Absorptionsmessungen als Quarze. Auch die sich überschneidenden Streifen (s. Fig. 3c), die oft bei Quarzen auftreten und ihre Ursache in Biegungsschwingungen derselben haben, sind bei den Turmalinen nicht zu finden.

Fig. 3a–f zeigen in zweifach linearer Vergrößerung eine Auswahl von Schallfeldaufnahmen in Benzol und Toluol bei verschiedenen Frequenzen. Es sind deutlich die unterschiedlichen Schwingungsformen der Kristalle zu erkennen. Fig. 3c zeigt das Schallfeld eines Quarzes, während Fig. 3d das eines Turmalins darstellt. Man sieht sehr schön in 3c die Schrägstreifung, die dagegen in 3d völlig fehlt. Glücklicherweise traten Schallfelder mit so ausgeprägten Streifen wie in 3c nur selten auf, meistens waren die Felder wesentlich homogener, wie die übrigen Aufnahmen zeigen. Die Punkte und Striche in Fig. 3a, c und d, die innerhalb und außerhalb des Schallstrahles erscheinen, rühren

1) E. David, Physik. Zeitschr. **38**, 587, 1937.

von Linsenfehlern her (Stellen in der Zwischenschicht des Achromaten L_2), die mit abgebildet werden.

Nach jeder Aufnahme kam eine weitere zur Kontrolle der gleichmäßigen Beleuchtung des Schallfeldes zur Ausführung. Dabei wurde durch Photographieren eines Maßstabes, der sich am Ort des Schallstrahles befand, die Vergrößerung der Abbildung festgestellt. (Sie war in der Regel 1:1.)

Weiter wurden vor und nach jedem Versuch Temperatur der Flüssigkeit und Frequenz des Senders gemessen. Der Fehler aller folgenden Frequenzangaben ist $\pm$ 1 Proz. Die Bestimmung geschah mit Hilfe eines geeichten Absorptionswellenmessers. Die Dauer der Aufnahmen betrug in der Regel drei Minuten. Als Negativmaterial kamen Agfa-Spektralplatten zur Verwendung.

Die Auswertung der Aufnahmen geschah in der folgenden Weise: Nachdem die Schallfeld- und Kontrollaufnahmen gemacht und Intensitätsmarken auf die Platte gedruckt waren, wurde diese mit Hilfe des Koch-Goosschen selbstregistrierenden Mikrophotometers ausphotometriert. Die sich ergebenden Kurven wurden in der üblichen Weise in Intensitäten umgerechnet[1]).

Zeichnet man sich die endgültigen Kurven auf, indem man als Ordinate den natürlichen Logarithmus der relativen Intensität und als Abszisse die Länge des Schallfeldes aufträgt, so erhält man Darstellungen der Art der Fig. 4.

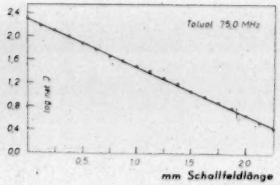


Fig. 4. Intensitätsabfall des am Schallfeld abgebeugten Lichtes. (Auswertung der Aufnahme Fig. 3f.)

Man sieht, daß am besten eine Gerade der Anordnung der Meßpunkte entspricht. Das heißt aber: Der Abfall der Lichtintensität erfolgt exponentiell. Alle Aufnahmen ergaben Kurven dieser Art.

Aus der Neigung der Geraden in Fig. 4 kann man ohne weiteres den Absorptionskoeffizienten α bestimmen. Dieser berechnet sich aus der bekannten Formel:

$$I_d = I_0 \cdot e^{-\alpha d},$$

wobei d der Abstand des ersten und letzten Meßpunktes, I_0 die Intensität am Anfang und I_d die Intensität nach der durchlaufenen Strecke d bedeutet. Die Gleichung läßt sich umformen in:

$$ln\, I_d = ln\, I_0 - \alpha d,$$

$$\alpha = \frac{ln\, I_0 - ln\, I_d}{d}.$$

Also stellt α, wie behauptet, die Neigung der Geraden dar. Nach Fig. 4 ergibt sich z. B.:

$$\alpha = \frac{2{,}30 - 0{,}45}{0{,}225} = 8{,}2_2 \text{cm}^{-1}.$$

Da d in cm gemessen wurde, hat α die Dimension cm^{-1}.

Untersuchungen in reinen Flüssigkeiten

1. Benzol. Zur Verwendung gelangte Nr. 0605 Benzolum „Kahlbaum" pro analysi, zur Molekulargewichtsbestimmung und Reagenz D.A.B. 6[1]). Es wurde die Schallabsorption in Benzol im Frequenzbereich von 6,00–75,0 MHz untersucht. Die höchsteFrequenz, bei der die Absorption noch bestimmt werden konnte, war 43,0 MHz. Das beobachtbare Schallfeld hatte hier nur noch eine Länge von etwa einem halben Millimeter. Wir haben hier die Grenze erreicht, bis zu der nach den bisher bekannten Verfahren überhaupt eine Absorption gemessen werden kann. Die Ergebnisse der Messungen in Benzol zeigt Fig. 5 sowie Tabelle I. Es hat hier, wie auch in allen folgenden Darstellungen, α die Dimension cm^{-1}, und $\frac{\alpha}{\nu^2}$ ist mit dem Faktor 10^{15} multipliziert.

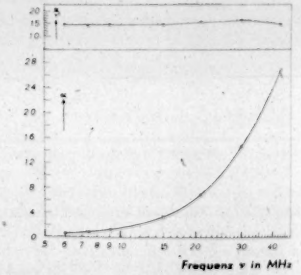


Fig. 5. Absorption in Benzol als Funktion der Frequenz. (α in cm^{-1}; $\frac{\alpha}{\nu^2}$ ist mit 10^{-15} zu multiplizieren)

1) Näheres hierüber bei W. Korff, Physik. Zeitschr. **37**, 711, 1936.

1) Es werden so genaue Angaben gemacht, da Flüssigkeiten mit anderem Reinheitsgrad merklich andere Absorptionswerte ergeben können, wie spätere Versuche zeigten.

Tabelle I
Gesamtübersicht der Messungen in reinen Flüssigkeiten

MHz	Benzol $t = 19°$		CCl_4 $t = 21°$		Toluol $t = 20°$		Alkohol $t = 21°$		Wasser $t = 20°$	
	α [cm^{-1}]	$\frac{\alpha}{\nu^2}$	α	$\frac{\alpha}{\nu^2}$	α	$\frac{\alpha}{\nu^2}$	α	$\frac{\alpha}{\nu^2}$	α	$\frac{\alpha}{\nu^2}$
6,00	0,530	14,7	—	—	—	—	—	—	—	—
7,50	0,792	14,1	—	—	—	—	—	—	—	—
9,10	1,20	14,5	—	—	—	—	—	—	—	—
15,0	3,23	14,2	2,20	9,8	—	—	—	—	—	—
21,0	6,86	15,6	4,20	9,8	—	—	—	—	—	—
30,0	14,6	16,2	8,9	9,9	1,22	1,36	—	—	—	—
43,0	26,8	14,5	18,5	10,0	2,74	1,48	1,49	0,805	—	—
75,0	—	—	—	—	8,15	1,45	4,57	0,785	2,43	0,433

Jeder angegebene Kurvenpunkt der Fig. 5 ist berechnet aus 10–15 einzelnen Schallfeldaufnahmen, wobei nach jeder Aufnahme eine neue Einstellung erfolgte und nach jeder zweiten die Flüssigkeit erneuert wurde. In der Regel wurden die Aufnahmen je zweimal (an verschiedenen Stellen) photometriert. Der mittlere Fehler beträgt bei den Werten der Tabelle I $\pm$ 2 Proz., soweit nicht anders bemerkt.

Aus den Versuchen geht hervor, daß über den ganzen untersuchten Frequenzbereich ein Anstieg der Absorption mit der Frequenz stattfindet. Weiter zeigt die obere Kurve, daß α etwa mit dem Quadrat der Frequenz ν anwächst. Eine die Fehlergrenze deutlich übersteigende Abweichung liegt bei den Frequenzen 15–40 MHz vor.

2. Tetrachlorkohlenstoff wurde untersucht im Bereich 15,0–75,0 MHz. Es kam zur Verwendung 02168 Carboneum tetrachloratum, schwefelfrei pro analysi. Die Genauigkeit der Ergebnisse war hier nicht so groß wie bei den übrigen Flüssigkeiten. Die Schlierenbildung trat schon bei verhältnismäßig kleinen Energien auf. Der mittlere Fehler war deshalb größer, er betrug $\pm$ 4 Proz.

Bei 75,0 MHz war ebenso wie beim Benzol wegen der offenbar zu großen Absorption keine Beugung und damit kein Schallfeld mehr festzustellen. Ergebnisse siehe Fig. 6 und Tabelle I.

3. Toluol (frei von Schwefel für analytische Zwecke und zur Molekulargewichtsbestimmung Nr. 03789) wurde im Frequenzbereich von 30,0–75,0 MHz untersucht. Die Genauigkeit war wie beim Benzol (Fehler $\pm$ 2 Proz.). Tabelle I zeigt die Versuchsergebnisse.

4. Alkohol (067 Äthylalkohol) kam bei 43,0 und 75,0 MHz zur Untersuchung.

5. Wasser. Es wurde sowohl destilliertes als auch Leitungswasser untersucht bei 75,0 MHz. Die Ergebnisse waren in beiden Fällen gleich.

6. Glyzerin. Zum Schluß wurde noch Glyzerin untersucht, und zwar nur bei der Frequenz 7,50 MHz. Es konnte subjektiv eine starke Absorption festgestellt werden ($\alpha > 1$), doch

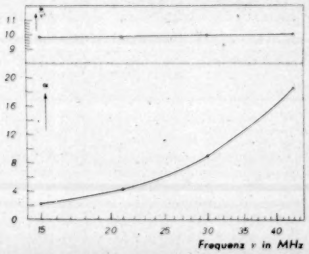


Fig. 6. Schallabsorption in Tetrachlorkohlenstoff (CCl_4) als Funktion der Frequenz

ließen sich genauere Messungen nicht ausführen, da infolge sehr starker Schlierenbildung, auch bei kleinen Energien, ein nur einigermaßen gutes Schallfeld nicht zu erreichen war.

Es geht also aus den Messungen an den reinen Flüssigkeiten hervor, daß bei den untersuchten Frequenzen der Anstieg der Absorption überall genau oder doch nahezu genau mit dem Quadrat der Frequenz stattfindet.

Vergleicht man die obigen Werte mit den aus der klassischen Absorptionstheorie berechneten, so stimmt nur der Anstieg mit dem Quadrat der Frequenz mit der Theorie überein. Die Absorptionswerte selbst sind dagegen um Zehnerpotenzen größer als die der Theorie, wie auch schon von allen anderen Bearbeitern dieses Gebietes festgestellt wurde. Die Absorptionskoeffizienten der einzelnen Flüssigkeiten zueinander verhalten sich ebenso völlig anders, als es die klassische Formel fordert.

Temperaturabhängigkeit der Absorption in Benzol

Die Abhängigkeit der Absorption von der Temperatur des Benzols wurde für die Frequenzen 7,50 und 15,0 MHz untersucht. Ergebnisse siehe Fig. 7 und Tabelle II.

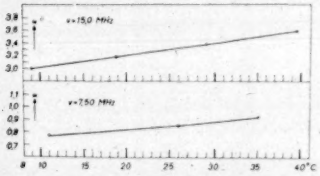


Fig. 7. Temperaturabhängigkeit der Absorption in Benzol

Tabelle II
Temperaturabhängigkeit der Absorption in Benzol

$\nu = 7{,}50$ MHz		$\nu = 15{,}0$ MHz	
t°C	α	t°C	α
11,0	0,77	9,0	3,00
26,0	0,87	18,8	3,18
35,0	0,94	29,0	3,38
		39,5	3,58

Die Kurven zeigen, daß der Absorptionskoeffizient linear mit der Temperatur ansteigt, und zwar bei beiden Frequenzen im Temperaturbereich von 11–35° C pro Grad um 0,64 Proz.

Lösungen und Mischungen

1. Benzol-Naphthalin-Lösung. Der Einfluß von Beimischungen zum Benzol auf die Absorption wurde untersucht bei Benzol-Naphthalin-Lösungen verschiedener Konzentration für eine feste Frequenz. Die Lösungen wurden in der Weise hergestellt, daß bei einer bestimmten Temperatur eine gesättigte Lösung bekannter Konzentration bereitet wurde. Von dieser wurden Teile mit verschiedenen genau abgewogenen Mengen Benzols verdünnt. Diese Lösungen bekannter Konzentration kamen in das Versuchsgefäß. Dasselbe war durch einen Verschluß völlig nach außen abgeschlossen, so daß eine Konzentrationsänderung durch Verdunsten vor und während des Versuches nicht eintreten konnte. Die Prozentangaben bedeuten Gewichtsprozente Naphthalin im Benzol. Fig. 8 und Tab. III stellen die Ergebnisse dar.

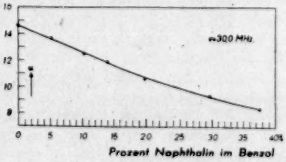


Fig. 8. Schallabsorption in Abhängigkeit von der Konzentration der Lösung Benzol-Naphthalin

Tabelle III
Schallabsorption in Abhängigkeit von der Konzentration der Lösung Benzol-Naphthalin

$\nu = 30{,}0$ MHz	$t = 22$° C
Proz. Naphthalin im Benzol	α cm^{-1}
0,00	14,7
5,15	13,7
10,3	12,5
14,0	11,9
19,9	10,6
29,6	9,31
37,6	8,30

2. Mischung Benzol-Toluol. Da bei einem Vorversuch mit handelsüblichem Benzol sich ein Absorptionskoeffizient ergeben hatte, der über 50 Proz. von dem der chemisch reinen Substanz abwich, wurde noch die Mischung Benzol-Toluol untersucht. Die Messungen fanden statt bei der Frequenz $\nu = 43{,}0$ MHz und bei einer Temperatur von 21° C. Die Prozentangaben bedeuten auch hier wieder Gewichtsprozente. Auch bei diesen Versuchen war das Meßgefäß völlig nach außen abgeschlossen, so daß durch Verdunstung keine Konzentrationsänderung eintreten konnte.

Die sehr interessanten Ergebnisse zeigt Fig. 9.

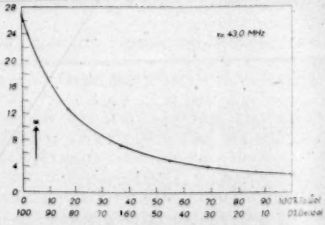


Fig. 9. Schallabsorption in Abhängigkeit von der Konzentration der Mischung Benzol-Toluol

Hamburg, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 12. Januar 1938)

Die Erwärmung des Kristalls beim Kosseleffekt

Von M. v. Laue

I

Die Frage nach der Temperatur der Antikathode ist so alt, wie der Bau kräftiger Röntgenröhren. Es gibt ausgezeichnete mathematische Antworten darauf, besonders in den Arbeiten von A. Müller, welche für die Röhrentechnik sicherlich durchaus hinreichen[1]). Wenn wir die Frage nochmals anschneiden, so geschieht es, weil alle früheren Untersuchungen die Wärmeerzeugung, die tatsächlich im Inneren, wenngleich nahe der Oberfläche stattfindet, durch einen von außen kommenden Wärmestrom ersetzen, was für die Diskussion des Kosseleffekts keine ausreichende Annäherung sein dürfte. Dieser Effekt stellt nämlich diejenige Röntgeninterferenzerscheinung dar, bei welcher die Strahlen vom Kristall selbst ausgehen. Man regt sie an, indem man den Kristall einer hinreichend kurzwelligen fremden Röntgenstrahlung aussetzt oder hinreichend schnellen Kathodenstrahlen[2]). Das erstere Verfahren führt sicher zu keiner merklichen Temperaturänderung, wohl aber das zweite, zumal bekanntlich die Kathodenstrahlen fast alle Energie in Wärme umsetzen und nur Promille davon in Röntgenstrahlung. Letztere vernachlässigen wir im folgenden. Zu einer genauen Erörterung über den Kosseleffekt muß man aber wissen, wie das Raumgitter sich unter dem Einfluß der Erwärmung deformiert, wie also die Temperatur verteilung in dem Gebiet ist, aus welchem Fluoreszenzröntgenstrahlung nach außen dringt, wie weit es sich also noch zur Erzeugung der Raumgitterinterferenzen eignet. Will man gar, wie Kossel und van Bergen[3]), den Effekt zum Präzisionsvergleich von Wellenlänge und Gitterkonstanten ausbilden, oder will man den Temperatureinfluß auf die Intensität der Kossellinien erörtern, so braucht man auch Kenntnis des Absolutwertes der Temperatur. Während für die letztere Frage die obige Annahme über den Wärmestrom wohl genügte, gibt sie für die Temperaturverteilung unter Umständen ein ganz falsches Bild. Z. B. haben Lange und Brasch[1]), wenngleich für viel schnellere Elektronen, als man sie für den Kosseleffekt verwendet, ein Schmelzen der Antikathode in der Tiefe beobachtet; die höchste Temperatur entsteht also hier nicht an der Oberfläche, und der Wärmestrom geht zunächst vom Inneren auf die Oberfläche zu, gerade entgegengesetzt, wie ein von außen kommender Wärmestrom. Aus diesem Grunde ist wohl eine Neubehandlung des Problems nicht unnütz. Wir beschäftigen uns — in Hinblick auf die Dauer der Belichtungen bei den einschlägigen Versuchen — nur mit dem stationären Zustand.

Kossel bevorzugte anfangs Kugelform für seine Kristalle, jedoch ist die äußere Form für die Interferenzerscheinung unwesentlich. Wir werden finden, daß alle Annahmen darüber im wesentlichen zur gleichen Temperatur und Temperaturverteilung im Brennfleck führen, sofern nur dieser hinreichend klein und irgendwo für wirksame Kühlung gesorgt ist. Deshalb wählen wir eine die mathematische Behandlung möglichst vereinfachende Form, nämlich die einer kreiszylindrischen, von zwei achsensenkrechten Ebenen begrenzten Antikathode, welche in der Mitte der einen dieser Grundflächen bestrahlt, an der anderen durch Kühlung auf niedriger Temperatur gehalten wird. Alle anderen Begrenzungen setzen wir als wärmeundurchlässig voraus. Die darin liegende Vernachlässigung der Wärmestrahlung rechtfertigt eine Messung Zwikkers (l. c.)[2]), nach der eine Wolframantikathode von 3000° C — einer ganz extremen Temperatur — weniger als ein Hundertstel der Wärmeerzeugung ausstrahlte. Der Kristall sei kubisch, also für Wärmeleitung isotrop.

II.

Wir bezeichnen

mit R den Radius des Zylinders,

mit a den Radius des Brennflecks,

mit x oder ξ den senkrechten Abstand eines Punktes von der Zylinderachse,

mit z oder ζ die Koordinate längs der Achse, insbesondere seien $z = 0$ und $z = d$ die Gleichungen der beiden Grenzebenen,

1) C. Zwikker, Dissertation, Amsterdam 1926; A. Bouwers, Zeitschr. f. techn. Phys. **8**, 271, 1927; Physica **10**, 125, 1930; A. Müller, Proc. Roy. Soc. **117**, 30, 1928; **125**, 507, 1929.

2) W. Kossel, V. Loeck und H. Voges, Zeitschrift f. Phys. **94**, 139, 1935; W. Kossel und H. Voges, Ann. d. Phys. **23**, 677, 1935; G. Borrmann, Naturwiss. **23**, 591, 1935; Ann. d. Phys. **27**, 669, 1936 (Anregung mittels Röntgenstrahlung); W. Kossel, Ann. d. Phys. **25**, 512, 1936 und **26**, 533, 1936; H. Voges, Ann. d. Phys. **27**, 694, 1936.

3) W. Kossel, Göttinger Nachrichten d. Math.-Naturwiss. Klasse **1**, 229, 1935; H. van Bergen, Naturwiss. **25**, 415, 1937.

1) A. Brasch und F. Lange, Zeitschr. f. Phys. **70**, 10, 1931, besonders S. 31 unten. Während des Drucks erschien die Veröffentlichung von K. Gentner (Ann. d. Phys. **31**, 407, 1938), derzufolge Elektronen von 25600 Volt bei Aluminium die stärkste Erwärmung in einer Tiefe von etwa $2 \cdot 10^{-4}$ cm hervorrufen.

2) Zitiert nach A. Bouwers, Zeitschr. f. techn. Phys. **8**, 271, 1927.

mit φ einen Azimutwinkel in den achsensenkrechten Ebenen,

mit Q die Wärmeerzeugung pro Volumen- und Zeiteinheit,

mit J die gesamte, durch Integration von Q über den ganzen Raum des Brennflecks zu berechnende Wärmeerzeugung,

mit λ die Wärmeleitfähigkeit,

mit T die Temperaturerhöhung über die Temperatur der gekühlten Ebene $z = d$.

Q sei Funktion nur von z und x, sodaß das Problem axiale Symmetrie aufweist.

Die Funktion $T(z, x)$ hat dann folgende Bedingungen zu erfüllen:

Im Inneren der Antikathode

$$\Delta T = -\lambda Q\,, \tag{1}$$

für $z = 0$

$$\frac{\partial T}{\partial z} = 0\,, \tag{2}$$

für $z = d$

$$T = 0\,, \tag{3}$$

für $x = R$

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0\,; \tag{4}$$

Wir bringen die Lösung in drei Schritten.

Erstens stellen wir eine Funktion $T_1(z, x)$ auf, welche den Forderungen (1) und (2) genügt, und mit wachsendem Abstande r_0 vom Nullpunkt des Koordinatensystems (der ja im Brennflecke liegt) wie r_0^{-1} abklingt. Sie stellt den Temperaturverlauf in einer den Halbraum erfüllenden Antikathode dar. Bezeichnet man mit r den Abstand des Aufpunktes z, x vom Integrationspunkt ζ, ξ, mit r' den von dessen Spiegelpunkt $-\zeta, \xi$, so gilt:

$$T_1(z, x) = \frac{1}{4\pi\lambda}\int Q(\zeta, \xi)\left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'}\right)\xi\, d\xi\, dq\, d\zeta\,. \tag{5}$$

In großem Abstand vom Brennfleck wird $r = r' = r_0$, also

$$T_1 = \frac{J}{2\pi\lambda r_0}\,. \tag{6}$$

Zweitens erfüllen wir Bedingung (3), indem wir aus T_1 die Reihe bilden:

$$T_2(z, x) = \sum_{-\infty}^{+\infty}(-1)^n T_1(z - 2nd, x)\,, \tag{7}$$

d. h. wir denken uns einen unendlich langen Zylinder und fügen dem Wärmequellgebiet um $z = 0$ noch weitere hinzu; nämlich positive bei $z = 4md$, negative bei $z = 2(2m+1)d$, wenn m irgendeine ganze Zahl bedeutet. Jedes Gebiet hat die Ergiebigkeit $\pm 2J$ [s. Gleichung (6)]. In dem tatsächlich vorhandenen Stück des Zylinders ($0 < z < d$) genügt jeder Summand von Gleichung (7), mit Ausnahme des Nullten, der Gleichung $\Delta T = 0$, und je ein Summandenpaar sorgt für Erfüllung der Grenzbedingungen (2) und (3).

Drittens fügen wir noch eine Funktion T_3 zu T_2 hinzu, welche für $x < R$ der Gleichung $\Delta T = 0$ genügt, für den Punkt $z = d$, $x = 0$ verschwindet und für den Zylindermantel $x = R$ der Gleichung

$$\frac{\partial T_3}{\partial x} = -\frac{\partial T_2}{\partial x} \tag{8}$$

gehorcht. Die Symmetrieeigenschaften von T_2, bei $z = 0$ einen verschwindenden Differentialquotienten nach z zu haben und für $z = d$ selbst 0 zu sein, übertragen sich, wie die Rechnung weiter unten zeigt, auf T_3. Infolgedessen genügt die Funktion

$$T(z, x) = T_2(z, x) + T_3(z, x) \tag{9}$$

allen 4 Forderungen und stellt die gesuchte Lösung dar.

III.

Bei Voges (l. c., § 2) mißt a nach wenigen Hundertsteln Zentimetern, die Eindringtiefe seiner Kathodenstrahlen von 40000 Volt zählt nach Zehntausendsteln[1]), die äußeren Abmessungen des Antikathodenkristalls nach ganzen Zentimetern. Dies berechtigt zu Annäherungen. Wir fragen ja nur nach der Temperatur nahe bei dem Punkte $z = 0$, $x = 0$, und können in dessen Umgebung alle Summanden der Reihe (7), mit Ausnahme des Nullten, als konstant betrachten. So finden wir in Hinblick auf Gleichung (6):

$$T_2(z, x) = T_1(z, x) + \frac{J}{2\pi\lambda d}\sum_1^\infty (-1)^n n^{-1}\,;$$

nach Herausnahme des nullten Gliedes nämlich zerfällt die Reihe in zwei gleiche Teile, jeder wird durch $\sum_1^\infty$ gegeben. Diese Summe ist bekanntlich nur bedingt konvergent, jedoch beseitigt es jede Zweideutigkeit, wenn man zunächst je zwei aufeinanderfolgende Glieder zusammenfaßt, und dann erst die unendliche Summation vollzieht. Dieses aus der Potentialtheorie wohlbekannte Verfahren liefert:

$$T_2(z, x) = T_1(z, x) - \frac{1}{2}\ln 2 \cdot \frac{J}{\pi\lambda d}\,. \tag{10}$$

Dieselbe Annäherung aber reicht auch für die Berechnung von T_2 am Zylindermantel aus, nur hat man dann auch das nullte Glied der Reihe (7) als herrührend von einer Punktquelle der Stärke

1) Siehe Kossel und Voges, l. c., S. 638, Fig. 6.

$2f$ aufzufassen. Die Theorie der Gitterpotentiale[1]) liefert dann ohne weiteres die Formel:

$$T_2(z,x)=\frac{J}{2\pi\lambda d}\sum_{-\infty}^{+\infty}{}'K_0\Big(\Big|m+\frac{1}{2}\Big|\pi\frac{x}{d}\Big)e^{\left(m+\frac{1}{2}\right)\pi\frac{z}{d}}=\frac{J}{\pi\lambda d}\sum_{0}^{\infty}{}'K_0\Big(\Big(m+\frac{1}{2}\Big)\pi\frac{x}{d}\Big)\cos\Big(\Big(m+\frac{1}{2}\Big)\pi\frac{z}{d}\Big). \quad (11)$$

Die Zylinderfunktion K_0 wird mit verschwindendem Argument logarithmisch unendlich; darum konvergiert die Reihe für $x=0$ nicht mehr, was den dort liegenden Ladungen entspricht. Man vermeidet dies, wenn man an Stelle von $K_0(x)$ die Besselsche Funktion $I_0(ix)$ setzt, welche für verschwindendes Argument gleich 1 wird. Im übrigen erfüllt jedes Produkt der Form

$$u=I_0(i\alpha x)\cdot e^{i\alpha z}$$

die Differentialgleichung $\Delta u=0$, und so wird man für T_3 den Ansatz machen:

$$T_3(z,x)=\frac{J}{\pi\lambda d}\sum_{0}^{\infty}{}'C_m I_0\Big(\Big(m+\frac{1}{2}\Big)\pi i\frac{x}{d}\Big)\cos\Big(\Big(m+\frac{1}{2}\Big)\pi\frac{z}{d}\Big). \quad (12)$$

In der Tat erfüllt dieser Ansatz Forderung (8), sofern man die Koeffizienten

$$C_m=-\frac{K_0'\Big(\Big(m+\frac{1}{2}\Big)\pi\frac{R}{d}\Big)}{iI_0'\Big(\Big(m+\frac{1}{2}\Big)\pi i\frac{R}{d}\Big)}=-\frac{K_1\Big(\Big(m+\frac{1}{2}\Big)\pi\frac{R}{d}\Big)}{iI_1\Big(\Big(m+\frac{1}{2}\Big)\pi i\frac{R}{d}\Big)} \quad (13)$$

setzt; er erfüllt, wie Gleichung (11), weiter die Forderungen (2) und (3)[2]). Die Summanden, aus denen Gleichung (9) das gesuchte T zusammensetzt, sind also für die Umgebung des Nullpunktes gegeben durch Gleichung (10) und durch die mit $I_0(0)=1$ aus Gleichung (12) folgende Beziehung

$$T_3(0,0)=\frac{J}{\pi\lambda d}\sum_{0}^{\infty}{}'C_m. \quad (14)$$

Die Funktion $K_1(y)$ nimmt mit wachsendem y immer ab[3]), $-iI_1(iy)$ hingegen immer zu. Wenn $R=d$ ist, folgt aus Gleichung (13):

$$C_0=0{,}238\,, \qquad C_1=3{,}0\cdot 10^{-4}.$$

Man braucht also von der Reihe (14) immer nur wenige Glieder. Alle C_m sind positiv; denn sowohl $K_1(y)$ wie $-iI_1(iy)$ sind positiv. Also gilt dies auch für $T_3(0,0)$, wie es sein muß, weil T_3 den Einfluß der Wärmeundurchlässigkeit des Zylindermantels angibt. Im Gegensatz dazu steht der negative zweite Summand in Gleichung (9), welcher den Einfluß der Kühlung an der Ebene $z=d$ angibt. Da $\frac{1}{2}\ln 2=0{,}346$ ist, sind diese beiden Zusätze zu T_1 von der Größenordnung $J/\pi\lambda d$. Schon eine Dimensionsbetrachtung ergibt für T_1 im Nullpunkt die Größenordnung $J/\pi\lambda a$; folglich kommt es für unsere Fragen fast nur auf T_1 an. Die Temperaturerhöhung und Temperaturverteilung im Brennfleck und dessen Umgebung ist also im wesentlichen ebenso, als erhielte die Antikathode den Halbraum. Dies muß auch gelten, wenn der Antikathodenkristall andere Form zeigt, sofern nur seine äußeren Abmessungen groß gegen den Radius des Brennflecks sind und für wirksame Kühlung gesorgt ist.

IV.

Zur Berechnung der ausschlaggebenden Temperaturverteilung T_1 braucht man Kenntnis, wie sich die Wärmeerzeugung über die verschiedenen

1) Siehe E. Madelung, Physik. Zeitschr. **19**, 524, 1918, oder Handbuch der Physik von H. Geiger und K. Scheel, XXIV, 2, 2. Auflage 1933, S. 710, Gleichung (8). Der elektrischen Ladung e daselbst entspricht bei uns nach Gleichung (6) der Ausdruck $J/2\pi\lambda$, der dortigen Periode a unsere Periode $4d$. Außerdem ist zu berücksichtigen, daß die positiven Quellen bei uns bei $z=4md$, die negativen bei $2(2m+1)d$ liegen. Die Funktion $K_0(x)$ an der genannten Stelle ist diejenige Zylinderfunktion, deren Zurückführung auf die Hankelsche $H_0^{(1)}$ lautet:

$$K_0(x)=\tfrac{1}{2}\pi i H_0^{(1)}(ix);$$

aus ihr entsteht später [in Gleichung (13)] die Funktion $K_0'(x)=K_1(x)=-\frac{1}{2}\pi H_1^{(1)}(ix)$.

2) Die Summanden der Reihen (11) und (12) enthielten auch dann die $\cos\Big(\Big(m+\frac{1}{2}\Big)\pi\frac{z}{d}\Big)$ als Faktoren, wenn man die Ausdehnung des Brennflecks in voller Strenge berücksichtigte. Folglich hängt die Erfüllung der Bedingungen (2) und (3) nicht mit der im Text befolgten Näherung zusammen.

3) $-iI_1(ix)$ findet sich tabuliert bei E. Jahnke und F. Emde, Funktionentafeln, S. 131, Leipzig und Berlin 1900; $-\frac{1}{2}\pi H_1^{(1)}(ix)=K_1(x)$ daselbst S. 135.

Tiefenschichten verteilt. Wir wissen darüber aber sehr wenig. Daß bei Elektronen von Millionen Volt die stärkste Wärmeerzeugung in der Tiefe liegt, erwähnten wir schon; jedoch besagt dies nicht, daß es bei den Elektronen von 10000 bis 100000 Volt ebenso steht, mit denen man beim Kosseleffekt arbeitet[1]). Eher könnte man sich schon eine Kenntnis der Elektronenverteilung über den Querschnitt des Brennflecks verschaffen; jedoch auch darüber liegt bisher keine Angabe in der Literatur vor. Und so bleibt jede Annahme über die Funktion $Q(z, x)$ hypothetisch, bis auf die Feststellung, daß sie in Tiefen von einigen Zehntausendsteln Zentimetern verschwindet.

Um aber wenigstens eine Übersicht zu bekommen, nehmen wir einmal an, Q hänge gar nicht von x ab, d. h. die auffallenden Elektronen verteilten sich gleichmäßig über den Brennfleck. Da wir daran festhalten, daß a groß gegen die Eindringtiefe der Elektronen ist, liegen dann die Verhältnisse längs aller Normalen der Ebene $z = 0$ ähnlich, deren Abstand von der Achse wesentlich unter a liegt. Wir beschränken unsere Berechnung auf Punkte der z-Achse. Aus Gleichung (5) folgt dann ohne weiteres:

$$\left.\begin{aligned} T_1(z,0) &= \frac{1}{2\lambda}\int_0^\infty Q(\zeta)\int_0^a \left|\left\{(z-\zeta)^2+\xi^2\right\}^{-1/2}+\left\{(z+\zeta)^2+\xi^2\right\}^{-1/2}\right| \xi\, d\xi\, d\zeta \\ &= \frac{1}{2\pi\lambda}\int_0^\infty Q(\zeta)\left|\left\{(z-\zeta)^2+a^2\right\}^{1/2}-|z-\zeta|+\left\{(z+\zeta)^2+a^2\right\}^{1/2}-(z+\zeta)\right| d\zeta\,. \end{aligned}\right| \qquad (15)$$

ζ ist hier immer klein gegen a. Gilt dies auch für z, liegt also der Aufpunkt noch im Wärmeerzeugungsbereich oder doch dicht hinter ihm, so genügt die Reihenentwicklung:

$$T_1(z,0) = \frac{a}{\lambda}\int_0^\infty Q(\zeta)\left[1-\frac{\zeta}{a}+\frac{\zeta^2+z^2}{2a}+\cdots\right] d\zeta - \frac{1}{\lambda}\int_0^z (z-\zeta)\,Q(\zeta)\,d\zeta\,. \qquad (16)$$

Da hier die Gesamtwärmeerzeugung pro Zeiteinheit

$$J = \pi a^2 \int_0^\infty Q(\zeta)\,d\zeta$$

ist, gilt in rohester Näherung, wie oben dimensionell vorausgesagt:

$$T_1(0,0) = \frac{J}{\pi\lambda a}\,. \qquad (17)$$

Für das Temperaturgefälle folgt aus Gleichung (16):

$$-\left(\frac{\partial T_1}{\partial z}\right)_{z=0} = -\frac{J}{\pi\lambda a^3} + \frac{1}{\lambda}\int_0^z Q(\zeta)\,d\zeta\,.$$

Hier gibt im allgemeinen das zweite, stets positive Glied den Ausschlag; das erste stellt nur die Korrektur wegen des seitlichen Wärmeabstroms dar. Ist aber Q in den obersten Schichten (kleines z) verhältnismäßig gering, so kann wegen des von der Verteilung unabhängigen Faktors J das erste, negative Glied das Vorzeichen bestimmen. Dann herrschen Verhältnisse, wie wir sie an den Beobachtungen von Brasch und Lange sahen.

Voges (l. c.) betreibt sein Röntgenrohr mit 40000 Volt und 10^{-3} Ampère. Fiele ihre ganze Leistung auf den Kristall, so wäre $J = 9{,}6$ cal/sec. Für Kupfer ist $\lambda = 0{,}9$ cal.cm^{-1} grad^{-1}. Mit $a = 1{,}5 \cdot 10^{-2}$ cm ergäbe dann Gleichung (17): $T_1(0,0) = 230°$. Eine solche Temperaturerhöhung dürfte kaum der Wirklichkeit entsprechen; jedenfalls entfällt ein erheblicher Teil der Leistung auf Elektronen, welche die Blenden vor dem Kristall abfangen[2]).

V.

Kennt man Temperatur und Temperaturverteilung hinter dem Brennfleck, so kann man mit Hilfe des Ausdehnungskoeffizienten die Gitterdeformation abschätzen und muß dann überlegen, wie sie die Kosselschen Röntgeninterferenzen beeinträchtigen. Eine Vergrößerung der drei Gitterkonstanten, die bei örtlich gleichmäßiger Temperatursteigerung eintritt, verschiebt die Lage der Kosselkegel und ändert, wie schon früher bemerkt, die Intensität in ihnen entsprechend dem Debyeschen Temperaturfaktor. Erheblich störender wirkt ein Temperaturgefälle, da in ihm die Periodizität des Gitters nur unvollständig erhalten bleibt; wir besitzen bisher nicht einmal eine Abschätzung über die Größe dieser Störung an den Interferenzerscheinungen. Für Versuche über den Kosseleffekt,

1) Dies wurde in den Druck gegeben vor Erscheinen der Arbeit von K. Gentner; siehe Anm. 1 auf S. 339 r.

2) Dies bestätigt mir eine briefliche Mitteilung Herrn Kossels.

welche quantitativ verwertbar sein sollen, muß man die Erwärmung so niedrig halten, daß selbst dieser Einfluß auf jeden Fall zu vernachlässigen ist.

Fragt man, bis zu welchen Tiefen unter der Oberfläche man dabei die Temperaturverteilung beachten muß, so antwortet der Reziprozitätssatz, welcher der optischen Theorie des Kosseleffektes zugrunde liegt[1]): Bis zu denselben Tiefen, bis zu denen eine Röntgenstrahlung von außen eindringt. Dies bleibt auch dann richtig, wenn die Eindringtiefe der Kathodenstrahlen, welche die Fluoreszenz hervorrufen, geringer ist; denn es kommt für den Kosseleffekt auch auf die Schichten im Kristall an, welche hinter den strahlenden Atomen liegen.

Zusammenfassung

Die Arbeit skizziert ein mathematisch strenges Verfahren zur Berechnung der stationären Temperaturverteilung in einer zylindrischen Antikathode unter Berücksichtigung der Eindringtiefe der Elektronen. Sie führt die Rechnung durch unter der Voraussetzung, daß die Elektronen nur einen kleinen Teil der Antikathode treffen. Dann ist die Temperaturerhöhung und die Temperaturverteilung in diesem, für den Kosseleffekt allein in Betracht kommenden Bereich wesentlich dieselbe, wie wenn die Antikathode den Halbraum erfüllte. Es kommt also auf ihre Form wenig an, und man wird das Ergebnis auch für andere Formen ohne große Abänderung verwenden dürfen, sofern nur für eine wirksame Kühlung gesorgt ist.

Um einen vollen Nutzen aus den hier gegebenen Gleichungen zu ziehen, muß man allerdings mehr, als jetzt, über die Wärmeerzeugung durch Kathodenstrahlen in der Materie wissen. Dies geht aber über den Rahmen der vorliegenden Untersuchung hinaus.

1) M. v. Laue, Ann. d. Phys. **23**, 705, 1935; 28, 528, 1937.

Berlin-Dahlem, Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik, Februar 1938.

(Eingegangen 15. Februar 1938)

Eine neue radial expandierende Nebelkammer

Von F. Trey

Eine radial expandierende Nebelkammer ermöglicht die Projektion von Nebelspuren und erscheint für manche der so vielseitigen Forschungen auf dem Gebiete der Korpuskularstrahlen geeigneter, als die gewöhnliche nur für Aufsicht verwendbare Form. Die Tiefe der Kammer bleibt bei radialer Expansion unverändert und kann möglichst klein sein. Nun hat allerdings Pohl bereits im Jahr 1927 in seiner „Einführung in die Elektrizitätslehre", Abb. 338, S. 216, eine schematische Zeichnung einer Kammer zur Herstellung von Nebelspuren vor der Projektionslampe gegeben, bei der aber die Expansion, wie bisher allgemein üblich, durch Veränderung der Tiefe der Kammer hervorgerufen wird. Auch scheint seine Bauart keine Verbreitung gefunden zu haben, denn Döpel[1]) benutzt bei der Demonstration der Atomzertrümmerung mit Kanalstrahlen auf der XIII. Deutschen Physiker- und Mathematikertagung in Bad Kreuznach 1937 den Spitzenzähler und die Szintillationen, trotzdem dieselben Vorgänge in der Nebelkammer zweifellos eindrucksvoller erscheinen. Eine sehr einfache, aber nicht radial expandierende Kammer haben Dunning und Haggstrom[2]) beschrieben. Die erste Kammer mit radialer Expansion ist meines Wissens von Herzog[3]) herausgebracht worden. Ihre Bauart ist aber nicht sehr einfach. Um weiteren Kreisen die unmittelbare Beobachtung atomarer Vorgänge zu vermitteln, ist es wünschenswert, eine möglichst einfache, vielseitig benutzbare und für Projektion geeignete Nebelkammer zu haben. In Anlehnung an die Bauart von Herzog habe ich eine Nebelkammer hergestellt, die diese Anforderungen meiner Ansicht nach noch etwas besser erfüllt.

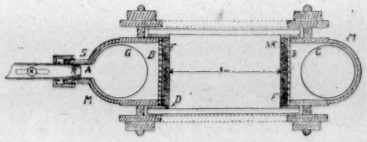


Fig. 1.

Meine Nebelkammer (Fig. 1) besteht aus einer Metallkapsel (*M-M*) von solcher Größe, daß sie einen aufgeblasenen Gummiring (*G*) in der Art der sportlichen „Tennisringe" dicht umschließt. Der Ring ist aus weichem, 2 mm dickem Gummi hergestellt und hat ein 10 mm weites Ansatzstück (*A*), durch das man die Luft im Ring absaugen bzw. verdichten kann. Der freie Teil im Innern des Ringes bildet die Nebelkammer (*NK*). Nach außen wird diese in üblicher Weise durch Glasscheiben abgeschlossen, die

1) Döpel, Physik. Zeitschr. **38**, 979, 1937.
2) Dunning und Haggstrom, Americ. Phys. Teacher **5**, 274, 1937.
3) Herzog, Helv. Phys. acta **10**, 68, 1937.

mittels einer Gummidichtung (D) an die Metallkapsel gepreßt werden. Die Mantelfläche der zylinderförmigen Kammer wird, wie bei Herzog, durch einen mit vielen kleinen Löchern versehenen Blechzylinder (B) gebildet, auf den ein 5 mm breiter Filzstreifen (F) genäht ist, um die Bildung von Luftwirbeln zu verhindern. Besonders einfach gestaltet sich die Dichtung des in das Freie bzw. zur Pumpe führenden Ansatzes (A) des Gummiringes. Er wird lediglich durch das keilförmige Ende eines Messingrohres (R) an die Wand des von der Metallkapsel abzweigenden Rohrstutzens (S) gepreßt und dichtet so gleichzeitig sowohl den Gummiring, als auch die Kammer selbst. Zwei weitere Rohrstutzen (nur auf der Fig. 2 sichtbar) dienen zum Durchlüften

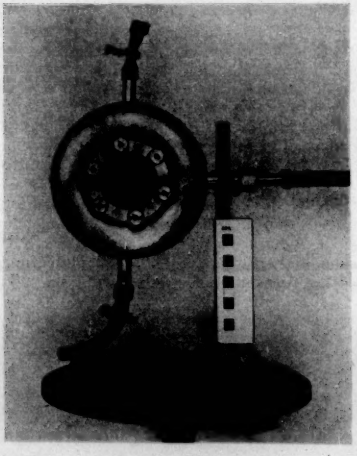


Fig. 2.

der Kammer und zur Herstellung des gewünschten Über- bzw. Unterdrucks in ihr. Man kann die Kammer nämlich auf zwei Arten verwenden. Bei Unterdruck in der Kammer (etwa 10 cm gegenüber dem Außendruck) dehnt sich der Gummiring zu seinem größten Volumen in der Kapsel aus. Verbindet man dann den Ring durch Öffnen des Hahnes (K) mit einer etwa bis auf 40 cm Unterdruck evakuierten Flasche (etwa 4 Liter), so fällt der Ring plötzlich zusammen und erzeugt dadurch die Verdünnung der Luft in der Nebelkammer. Herrscht dagegen anfangs in der Nebelkammer ein Überdruck (10 cm), so muß man den Ring zuerst durch komprimierte Luft (von etwa 0,5 Atm Druck) aufblasen. Dann genügt es aber auch, die im Ring zusammengepreßte Luft durch Öffnen des Hahnes (K) ins Zimmer ausströmen zu lassen, um Nebelspuren von α-Teilchen zu erhalten. Bei Projektion erscheinen diese als gut sichtbare dunkle Streifen auf der Leinwand.

Außer der in Fig. 1 im Durchschnitt gezeichneten Kammer, habe ich noch eine kleinere Nebelkammer gebaut, die für die Reichweite der α-Strahlen des Poloniums gerade ausreicht. Der Durchmesser der Kammer beträgt statt 8 cm nur 4 cm, wie man aus der Fig. 2 erkennt. Sicher kann man in gleicher Weise auch größere Kammern verhältnismäßig leicht herstellen. Nehmen wir an, daß die Nebelkammer dieselbe Höhe, wie der Ring hat. Dann darf man, um noch ein Expansionsverhältnis von 1:1,35 zu erreichen, den Radius des Ringes (R) höchstens 10mal größer nehmen, als den Radius (r) seines Querschnittes: $R < 10\,r$. Berücksichtigt man jedoch den unvermeidlichen toten Raum, so erscheint es zweckmäßiger, etwa $R < 7r$ anzusetzen. Man kann aber auch, wie dieses bei der kleineren Kammer (Fig. 2) geschehen ist, die Kammer schmäler machen, als den Ring, ohne daß die Bildung der Nebelspuren, wie die Erfahrung gezeigt hat, dadurch gestört wird. Meine Bauart der Kammer ermöglicht also, die Größenverhältnisse ganz beliebigen Wünschen anzupassen. Es erscheint ferner möglich, einen schmalen Kanal durch die Kapsel bis zur Nebelkammer einzubauen, um verschiedene Präparate von außen einzuführen oder auch ein schmales Entladungsrohr nah an die Kammer selbst heranzubringen: die Störung durch Deformation des Gummiringes kann bei der verhältnismäßig großen Länge des Ringes nur gering sein. Versuche in dieser Richtung, bei denen der Ring durch einen am Ende geschlossenen Gummischlauch, der nicht den ganzen Raum der Kapsel einnahm, ersetzt wurde, zeigten keine wesentliche Verschlechterung der Arbeit der Kammer. Sehr günstig erwies sich die größere Kammer bei Abwesenheit eines Präparates zur Beobachtung der Farbenerscheinungen im Expansionsnebel. Schließlich gedenke ich die Kammer auch zu Diffraktions- und Schlierenbeobachtungen zu verwenden.

Riga, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 15. Februar 1938)

BERICHTE

Biologische Strahlenwirkung und Physik der Gene

Von P. Jordan

Inhaltsverzeichnis

§ 1. Einleitung.
I. Ionisierung.
§ 2. Allgemeines. § 3. Schnelles Elektron in Wasserstoffgas. § 4. Andere Gase. § 5. Reichweiten. § 6. Ionenhäufchen.
II. Strahlentötung von Zellen.
§ 7. Bacterium coli. § 8. Bacterium mesentericus. § 9. Hefe. § 10. Bohnenkeimlinge. § 11. Zellkern und Steuerung.
III. Chromosomen und Mutationen.
§ 12. Chromosomen. § 13. Gene. § 14. Mutationen. § 15. Das Gen als Molekül. § 16. Spontane Mutationen.
IV. Strahlengenetik.
§ 17. Strahleninduzierte Mutationsraten. § 18. Unmittelbarer Strahleneinfluß. § 19. Dosisproportionalität. § 20. Treffbereiche. § 21. Schlußbemerkungen.

§ 1. Einleitung. Seitdem H. J. Muller 1927 die Erzeugbarkeit von Mutationen durch kurzwellige Strahlung sicherstellte, hat die Mutationsforschung wesentliche Fortschritte gemacht. Diese Fortschritte verdienen die Aufmerksamkeit des Physikers nicht nur deshalb, weil sie sich auf eines der bedeutungsvollsten naturwissenschaftlichen Probleme beziehen, sondern insbesondere deshalb, weil die angewandten Untersuchungsmethoden wesentlich auf modernen physikalischen Einsichten und Hilfsmitteln beruhen, und weil die gewonnenen Ergebnisse nur unter Heranziehung atom- und quantenphysikalischer Erkenntnisse deutbar sind. Es hat sich erwiesen, daß die von der Mutationsforschung analysierten biologischen Elementarprozesse zugleich auch physikalische Elementarprozesse sind (Timoféeff-Ressovsky, Delbrück, Zimmer 1935).

Als ein Anwendungsgebiet der Atomphysik dürfte also die Mutationsforschung künftig in wachsendem Maße auf die Zusammenarbeit von Biologen und Physikern angewiesen sein; und es wird damit wünschenswert, den Physikern die Kenntnisnahme des bisher Erreichten möglichst zu erleichtern.

Aber auch das große Gebiet der sonstigen biologischen Strahlenwirkungen beansprucht aus analogen Gründen die Aufmerksamkeit des Physikers. Zwar beschäftigen sich die zahllosen diesbezüglichen Untersuchungen, die mit theoretischen oder praktischen (vor allem therapeutischen) Zielsetzungen durchgeführt worden sind, zum großen Teil mit sehr komplexen biologischen Effekten, die außerhalb der Arbeitsgebiete des Physikers liegen. Versuche, die Primäreffekte der biologischen Strahlenwirkungen näher zu analysieren, haben jedoch schon frühzeitig zu der Erkenntnis geführt, daß hier quantenphysikalische Gesetzmäßigkeiten eine maßgebende Rolle spielen (Dessauer 1922). Man hat insbesondere bemerkt, daß die Abtötung eines Gewebes durch Röntgenstrahlung derart verläuft, daß schon sehr bald einige wenige Zellen des gesamten Gewebes getötet werden, andererseits aber auch nach Abtötung fast aller Zellen noch immer einige ganz unbeeinflußte übrig zu bleiben pflegen. Dies ist richtig gedeutet worden als Ausdruck eines quantenhaft-diskontinuierlichen Angriffs der Strahlung gegen die Zellen.

Jedoch ist das Gesamtgebiet der Untersuchung der Primäreffekte biologischer Strahlenwirkungen bis heute ein Tummelplatz zahlreicher unzusammenhängender und sich wechselseitig widersprechender Theorien geblieben. Trotzdem glauben wir, in einer kürzlich durchgeführten theoretischen Diskussion der Verhältnisse eine in den Hauptpunkten definitive Klärung erreicht zu haben (7). Die meisten der bisher versuchten detaillierteren Theorien halten nämlich aus rein physikalischen Gründen einer kritischen Prüfung nicht stand; und bei genauerer Verwertung unseres gesicherten physikalischen Wissens über die Ionisierungswirkungen harter Strahlungen ergibt sich ganz zwangsläufig eine umfassende Deutung der experimentellen Befunde. Dabei werden die bisher entwickelten theoretischen Gesichtspunkte und Deutungsansätze (z. B. nach Wyckoff, Lea-Haines-Coulson, Mohler-Taylor, Glokker u.a.) verwertet, soweit es angängig ist. Vor allem aber wird ein enger Anschluß an die Ergebnisse der Strahlengenetik erreicht.

Im folgenden soll ein Ausschnitt aus den Erfahrungen betreffs der Strahlentötung von Zellen besprochen werden; in erster Linie behandeln wir solche Fälle, deren Gesetzmäßigkeiten in besonders naher Beziehung zu denen der Strahlengenetik stehen. Diese soll im letzten Teil unseres Berichtes behandelt werden, nach Vorausschickung einer kurzen Erläuterung der für unsere Zwecke nötigen Tatsachen und Begriffe aus der Chromosomentheorie der Vererbung.

I. Ionisierung

§ 2. Allgemeines. Die Grundlage für ein Verständnis biologischer Wirkungen harter Strahlungen bildet eine genauere Kenntnis der

durch diese Strahlungen bewirkten Ionisierungs- und Anregungsprozesse. Denn die von diesen Strahlungen im biologischen Gewebe erzeugten Ionisierungen und Anregungen sind der Primäreffekt, aus dem alle durch die Strahlung eingeleiteten biologischen Prozesse entstehen. Man muß deshalb auch z. B. die von biologischer Seite gelegentlich geäußerte Meinung ablehnen, daß die Höhenstrahlung auf Grund ihrer noch nicht völlig geklärten physikalischen Natur möglicherweise biologische Effekte bedingen könnte, die nicht aus ihren Ionisierungswirkungen zu verstehen wären.

Bei der Untersuchung von Einzellern oder von Zellschichten, deren Dicke nur einer Zelle entspricht, kann man mit Vorteil von α- oder β-Strahlen Gebrauch machen, oder auch von schnellen Kathodenstrahlen. Auch Protonenstrahlen wären hier in Betracht zu ziehen. Für alle Fälle, bei denen auch tieferliegende Gewebeteile von der Strahlung getroffen werden sollen, versagen jedoch die genannten Strahlungen infolge der zu großen Streuung und Absorption, die sie im Gewebe erleiden, wodurch auch dann, wenn eine Strahlenwirkung an der interessierenden Stelle tatsächlich noch erreicht wird, jedenfalls eine quantitative Beurteilung der Wirkung unmöglich wird. Wir erwähnen z. B. einen geistreichen Kunstgriff, durch welchen im Bucher Institut (Timoféeff-Ressovsky) für strahlengenetische Untersuchungen eine α-Bestrahlung der Keimzellen von Fliegen (Drosophila) ermöglicht wurde: zu diesem Zweck hat man die Fliegen Emanation einatmen lassen. Eine Bestimmung des Gesamtbetrages der vom Fliegenkörper aufgenommenen Emanation gelingt durch Messung der vom Fliegenkörper ausgehenden γ-Strahlung; die ungleichmäßige Verteilung der Emanation im Körperinnern macht jedoch eine genaue Bestimmung der am interessierenden Orte wirkenden Strahlendosis unmöglich, wodurch die Verwendbarkeit der so erzielten Resultate Einschränkungen erfährt. Ein anderer Kunstgriff, Strahlungen, die den Fliegenkörper nicht durchdringen, für genetische Untersuchungen verwendbar zu machen — vor allem ultraviolettes Licht — ist die Isolierung von Sperma, welches nach erfolgter Bestrahlung zu künstlicher Befruchtung benutzt wird (Gottschewski).

Diese Schwierigkeiten entfallen jedoch bei Verwendung von Strahlungen, welche im Gewebe nur schwach absorbiert werden, dieses also in größerer Tiefe ungeschwächt durchdringen, und welche — ohne selbst eine merkliche Ionisierung unmittelbar zu erzeugen — erst im durchstrahlten Gewebe sekundär die biologisch wirksame Strahlung auslösen. Dies ist der Fall bei (nicht zu weicher) Röntgenstrahlung und bei Neutronenstrahlung. Die erstere löst im Gewebe schnelle Elektronen aus, und zwar bei weicherer Strahlung je ein Elektron für jedes Röntgen-$h\nu$ (Absorption), für harte Strahlung dagegen — durch Comptoneffekt — eine größere Zahl von Elektronen pro $h\nu$; erst die Auslösung zahlreicher weiterer (tertiärer, quartärer, ..) Elektronen durch diese wenigen schnellen Elektronen bedeutet dann einen biologisch wirksamen Effekt. Die Neutronenstrahlung andererseits löst zunächst im Gewebe Protonen aus, die ihrerseits ionisierend wirken. Da sowohl die Dichte des organischen Materials als auch seine Bruttozusammensetzung aus H, C, N, O weitgehend konstant ist, so wirkt sowohl die (nicht zu weiche) Röntgenstrahlung als auch die Neutronenstrahlung praktisch gleichmäßig in allen Organen z. B. der Fliege.

Die Dichte des organischen Materials ist praktisch gleich 1; das mittlere Atomgewicht ≈ 12. Die Definition der Dosiseinheit r ergibt, daß bei 10^3 r ein beliebig herausgegriffenes Atom mit der Wahrscheinlichkeit $4 \cdot 10^{-8}$ eine Ionisation erlitten hat, und daß im cm^3 des organischen Materials $2 \cdot 10^{15}$ Elektronen abgerissen worden sind. Bei Berechnungen, bei denen es auf die genauen Absolutwerte der Strahlendosis ankommt, macht sich der Umstand etwas störend bemerkbar, daß der Definition der r-Einheit die Ionenbildung in Luft zugrunde liegt, welche auf Grund ihres Argongehaltes eine im (sonst ähnlichen) organischen Material nicht vorhandene Röntgenabsorptionskante bei 3,86 Å besitzt; Nichtbeachtung dieses Umstandes gibt Fehler in der Größenordnung von 10 Proz. [vgl. darüber Glocker (7)]. Solche Moleküle, welche neben den hauptsächlichen Bestandteilen H, C, N, O des organischen Materials auch noch einige schwerere Atome enthalten (z. B. Jod), zeigen natürlich entsprechend stärkere Röntgenabsorption für kurze Wellen [vgl. hierzu Mayneord(7)].

Die Beschränkung auf leichtatomiges Material ergibt hinsichtlich der Gesetzmäßigkeiten der Ionisierung erhebliche Vereinfachungen; und auch in mancher anderen Hinsicht kommt für die Biologie nur eine auszugsweise und außerdem sehr summarische Verwertung unserer physikalischen Kenntnisse betreffs der Ionisierungsgesetze in Betracht. Andererseits wären für die biologische Anwendung in manchen Punkten genauere Kenntnisse erwünscht, als wir bislang besitzen; es handelt sich um Fragen, welche vom Physiker bislang nicht als dringlich angesehen wurden, welche nun aber gerade für die biologischen Zwecke höchst wichtig sind. Vor allem handelt es sich um eine

genauere Erfassung der statistischen Gesetze für das Auftreten von mehreren Ionisierungen in enger räumlicher Nachbarschaft. Im folgenden werden wir uns betreffs dieser Fragen mit vorläufigen rohen Schätzungen begnügen müssen. Genauere Untersuchungen wären für die eingehende Deutung der biologischen Befunde wünschenswert.

§ 3. Schnelles Elektron in Wasserstoffgas. Wir wollen ein schnelles Elektron betrachten, das sich in atomarem Wasserstoffgas bewegt. Wir nennen dies schnelle Elektron ein „Sekundärelektron", weil wir vorwiegend an durch Röntgenstrahlen ausgelöste Elektronen denken. Seine Energie falle ins Intervall von etwa 1 kV bis etwa 125 kV; die gewählte untere Grenze gewährleistet eine weitgehende Unabhängigkeit der im folgenden zu erläuternden Gesetzmäßigkeiten von der zunächst gemachten speziellen Annahme, daß es sich um Wasserstoffatomgas handele; die obere Grenze garantiert dafür, daß relativistische Korrektionen noch keine erhebliche Rolle spielen.

Die Coulombsche Wechselwirkung des Sekundärelektrons mit den Kernen des Wasserstoffatomgases bedingt starke Krümmungen seiner Bahn; diese sind jedoch für uns nicht von Interesse. Vielmehr kommt es uns auf die unelastischen Zusammenstöße an, in welchen das Sekundärelektron Anregungen und Ionisierungen der Gasatome bewirkt. Wir können die hier eintretenden Vorgänge in zwei Abschnitte einteilen; wobei allerdings die zum zweiten Abschnitt gezählten Vorgänge zum Teil schon vor sich gehen, bevor die zum ersten Abschnitt gerechneten Vorgänge sämtlich durchgeführt sind. Der erste Abschnitt besteht darin, daß einerseits Anregungen und andererseits Ionisierungen ausgeführt werden; die freigesetzten Elektronen werden ihrerseits, sofern sie energiereich genug sind, nochmals anregen und ionisieren; und das Endergebnis der Prozesse des ersten Abschnitts sieht also so aus, daß eine Anzahl angeregter Atome entstanden ist und eine Anzahl nackter Protonen, während die abgerissenen freien Elektronen – und ebenso das ursprünglich schnelle Sekundärelektron – nur noch Energien unterhalb der kleinsten Anregungsenergie des H-Atoms haben. Die inzwischen schon eingeleiteten Vorgänge des zweiten Abschnittes führen dann zur weiteren Umsetzung der vom Sekundärelektron abgegebenen Energie; die angeregten Atome verausgaben ihre Energie durch Strahlung oder in Stößen zweiter Art; die nackten Protonen rekombinieren sich mit freien Elektronen und geben ebenfalls die dabei freiwerdende Energie als ein $h\nu$ oder als kinetische Energie weiter. (Von der Möglichkeit einer H_2-Bildung aus den H-Atomen ganz abgesehen.) Diese Vorgänge des zweiten Abschnitts sollen uns jedoch nicht weiter beschäftigen.

Streicht ein schnelles Elektron an einem H-Atom vorbei, so kann die Wahrscheinlichkeit für das Eintreten einer Anregung oder einer solchen Ionisierung, deren Zustandekommen dem schnellen Elektron nur einen geringen Bruchteil seiner Energie entzieht, in der Weise berechnet werden, daß man das am Orte des Atoms zeitlich variable Coulombfeld durch ein Fourierintegral darstellt, und analog der Einwirkung eines elektromagnetischen „Knalls" auf das Atom behandelt: das aperiodische elektrische Wechselfeld, dem das Atom vorgesetzt ist, gibt Veranlassung zur Absorption eines $h\nu$ unter Ausführung eines entsprechenden Quantensprunges des Atoms. In bezug auf solche Frequenzen, welche klein sind gegenüber dem reziproken Wert der „Einwirkungsdauer" des Elektrons auf das Atom, haben wir offenbar im „Spektrum" des aperiodischen zeitlichen Feldverlaufs am Orte des Atoms eine frequenzunabhängige Intensität; die relativen Wahrscheinlichkeiten für die Anregung der verschiedenen diskreten Anregungsstufen des H-Atoms sowie für die verschiedenen Übergänge ins kontinuierliche Termgebiet des Systems „Proton plus Elektron" sind also – solange wir uns, wie gesagt, auf solche Übergänge beschränken, die ein gegenüber dem vorbeifliegenden Elektron langsames abgerissenes Elektron ergeben – unabhängig von der Geschwindigkeit des vorbeistreichenden Elektrons und unabhängig von dem Abstand, in welchem es vorbeistreicht. Annähernd dieselben relativen Werte dieser Anregungs- und Ionisierungswahrscheinlichkeiten ergeben sich aber (gemäß Berechnung nach der Bornschen Stoßtheorie) auch noch dann, wenn das stoßende Elektron einen merklichen Bruchteil seiner Energie beim Stoß verliert.

Folglich richten sich auch die relativen Häufigkeiten, mit welchen insgesamt die verschiedenen diskreten Anregungsstufen des H-Atoms angeregt werden, nach den zugehörigen optischen (Absorptions-) Übergangswahrscheinlichkeiten; und das ergibt dann, daß praktisch nur die kleinste Anregungsspannung – mit 10,15 Volt – eine Rolle spielt.

Ferner zeigt sich folgendes: Bei wachsender Energie V des Sekundärelektrons können zwar auch entsprechend schnellere Elektronen bei Ionisierungsakten gebildet werden; doch nimmt die mittlere Energie der (durch das Sekundärelektron unmittelbar gebildeten) Tertiärelektronen nur sehr langsam mit wachsendem

V zu. Dadurch ergibt sich eine entsprechend langsame Zunahme im Verhältnis der Anzahl $\frac{J}{J_3}$ der insgesamt bei Abbremsung des Sekundärelektrons gebildeten Ionen zur Anzahl der Tertiärionen. Nach Bagge (3) wächst $\frac{J-J_3}{J_3}$ zwar von rund 0,5 bis 0,8, wenn V von 1 kV auf 20 kV steigt; doch bleibt $\frac{J-J_3}{J_3}$ oberhalb 20 kV annähernd konstant.

Folglich wird (oberhalb 20 kV) auch das Verhältnis $\xi = \frac{A}{J}$ der insgesamt (im oben gekennzeichneten ersten Abschnitt des Gesamtvorganges) bewirkten Anregungen zu den Ionisierungen konstant bleiben; und das führt dazu, daß endlich auch der Quotient

$$\varepsilon = \frac{V}{J}, \tag{1}$$

die sog. „mittlere Ionisierungsenergie", von V unabhängig wird. Der Wert von ε liegt innerhalb der Grenzen von 32 bis ≈ 34 Volt im ganzen Intervall von 1 kV aufwärts bis etwa 125 kV.

Schätzen wir die mittlere Energie der im „ersten Abschnitt" des Gesamtvorganges entstehenden freien Elektronen (die maximal 10,15 eV haben), auf 7 eV, so erhalten wir mit dem Werte 13,53 eV für die Ionisierungsspannung des H-Atoms offenbar die Bilanz

$$13{,}53 + \xi \cdot 10{,}15 + 7 = 33; \tag{2}$$

also $\xi \approx 1{,}2$.

Endlich ist es für unsere Zwecke wichtig, uns ein Bild zu verschaffen von der Geschwindigkeitsverteilung der Tertiärelektronen. Die Tabelle I gibt für ein 10-kV-Elektron in der zweiten Spalte die Tertiärelektronenzahl für die in der ersten Spalte angegebenen Voltintervalle; diese Angaben sind theoretisch (Bethe, Bagge) und experimentell (Ishino) zuverlässig begründet. Dagegen sind die in der dritten und vierten Spalte gemachten Angaben über „Quartärelektronen" — unter denen die (wenigen) Quintär, . . .-Elektronen mitgezählt sein sollen — zum Teil nur roh erschätzt, aber wohl zur ungefähren Orientierung brauchbar.

Tabelle I

Voltintervalle des Tertiärelektrons	Tertiärelektronenzahl	Quartärelektronen pro Tertiärelektron	Quartärelektronen insgesamt
0	116	0	0
10	26	0,2	5,2
20	15	0,9	13,5
40	9	3,1	27,9
110	3,5	6,8	23,8
200	2	12	24,0
400	1,2	18	21,6
800	0,3	27	8,1
1000	0,1	33	3,3
1200	0		
	$J_3 = 173$		$J - J_3 = 127$ $J = 300$

§ 4. Andere Gase. Die für H-Gas festgestellten Verhältnisse finden sich in ähnlicher Weise auch bei anderen Gasen wieder. Der Wert von $\varepsilon = \frac{V}{J}$ ist von der chemischen Natur des Gases nicht ganz unabhängig, behält aber auch in anderen Beispielen dieselbe Größenordnung. Das Verhältnis $\xi = \frac{A}{J}$ ist im allgemeinen etwas größer als bei H-Gas; nach Bethe (2) ist $\xi \approx 2$; jedoch sind die Unterschiede hinsichtlich ξ relativ etwas größer als diejenigen hinsichtlich ε. Ferner ist das Verhältnis $\frac{J}{J_3}$ der Gesamtionenzahl zur Tertiärionenzahl im allgemeinen größer als bei H-Gas; nach Bethe (2)

$$\frac{J}{J_3} \approx 3. \tag{3}$$

Empirische Werte von ε für mehrere Gase sind bei Rutherford-Chadwick-Ellis [(6), dort S. 81] zusammengestellt. Diese Werte sind entnommen aus der Ionisierungswirkung von Alpha-Strahlen; dabei besteht jedoch erfahrungsgemäß kein erheblicher Unterschied gegenüber den ε-Werten, die bei der Ionisierung durch schnelle Elektronen auftreten. Offenbar ist das so zu verstehen, daß die bei Bremsung von Alphastrahlen abgerissenen Elektronen nur zu einem kleinen Teil durch das α-Teilchen unmittelbar abgerissen werden; die große Mehrzahl der Ionisierungen wird erst nachfolgend durch die seitens des α-Teilchens abgerissenen mittelschnellen Elektronen ausgeführt.

Auffällig ist in den Angaben (6) (S. 81) der kleine Wert $\varepsilon = 27{,}8$ eV für He, der angesichts der hohen Ionisierungsspannung 24,6 eV auch bei der (in diesem Fall auf Grund der optischen Übergangswahrscheinlichkeiten vernünftigen) Annahme $\xi = \frac{A}{J} \approx 0$ zu wenig kinetische Energie für die abgerissenen Elektronen übrig läßt. Nun kommt noch hinzu, daß ein nicht vernachlässigbarer Bruchteil der He-Atome doppelt ionisiert wird; dies verstärkt die Paradoxie, läßt aber vermuten, daß die in dem auffällig kleinen Wert von ε zum Ausdruck kommende hohe Ionenzahl J zum Teil irgendwie bedingt ist

durch Sekundärwirkungen dieser nackten α-Teilchen.

§ 5. Reichweiten. Im Gegensatz zu den relativen Wahrscheinlichkeiten für die verschiedenen durch schnelle Elektronen oder durch α-Teilchen ausgelösten Prozesse (Ionisierung, Anregung) sind die Absolutwerte dieser Wahrscheinlichkeiten abhängig von Strahlenart und ionisiertem Material. In einer für unsere Zwecke ausreichenden Näherung sind sie:

1. Für schnelle Elektronen und für α-Teilchen proportional der Dichte des Materials, sofern wir uns auf leichtatomiges Material beschränken.
2. Für ein Elektron umgekehrt proportional mit seiner Energie V.
3. Für ein α-Teilchen umgekehrt proportional mit $\sqrt{V}$.

Die erste dieser drei Feststellungen ist genauer so zu verstehen: Bei Ionisierung durch ein schnelles Elektron wird zwar die Mehrzahl der abgerissenen Elektronen aus der lockersten Elektronenschale (Valenzelektronen) ausgelöst, doch beteiligen sich an der Abbremsung des Elektrons alle Elektronen der fraglichen Atome in angenähert gleichem Maße. (Die innersten Elektronen wirken allerdings etwas schwächer, jedoch in dem extremsten für uns in Betracht kommenden Fall, d. h. bei der K-Schale des O-Atoms, nach Bethe (2) nur um einen Faktor $\approx 0{,}6$.) Für das Zustandekommen eines annähernd materialunabhängigen Wertes ε ist offenbar erforderlich, daß auch derjenige Energiebruchteil, der dem schnellen Elektron beim Abreißen von fester gebundenen Elektronen entzogen wird, auf dem Umwege über Röntgen-hν-Emissionen (oder etwa Augereffekt) für die Abreißung von Valenzelektronen nutzbar gemacht wird (und nicht etwa aus der Apparatur entweichen kann). In diesem Sinne ist auch die Feststellung 1 zu verstehen. Da wir uns hernach mit der Ionisierung flüssigen oder festen Materials befassen, kann hieraus keine Schwierigkeit entstehen.

Für die Reichweiten R bekommen wir dann aus 2 bzw. 3 eine Proportionalität mit V^2 für Elektronen (wobei R als Bogenlänge der gekrümmten Bahn zu verstehen ist) und mit $V^{3/2}$ für α-Teilchen. Im organischen Material (Dichte ≈ 1) wird, wenn wir $\varepsilon \approx 33$ eV annehmen,

$$R \approx 2{,}5 \cdot V^2 \cdot 10^{-12}\ \text{cm}; \qquad (4)$$

und für Polonium-α-Strahlen haben wir pro cm Weglänge $2 \cdot 10^7$ bis $4 \cdot 10^7$ ausgelöste Elektronen zu erwarten: die Ionisierungsdichte steigt gegen Ende der α-Bahn auf etwa das Doppelte des anfänglichen Wertes.

§ 6. Ionenhäufchen. Die Feststellung $\frac{J_3}{J} \approx 3$ bedeutet offenbar, daß die von einem schnellen Sekundärelektron ausgelösten Tertiärelektronen im Mittel 100 eV Energie haben. Die von einem 100-Volt-Elektron noch ausgelösten beiden weiteren Ionisierungen und die zugehörigen durchschnittlich 6 Anregungen ($\xi = 2$) werden aber im organischen Material (anders als in einem Gase) stets sehr nahe zusammenliegen mit dem Auslösungsort des 100-Volt-Elektrons; das ganze Häufchen von durchschnittlich 3 Ionisierungen und 6 Anregungen dürfte innerhalb eines Volums mit nicht mehr als $\approx 10^3$ Atomen Inhalt liegen. Dies bedingt, daß hinsichtlich der biologischen Wirkung in vielen Fällen die Erzeugung dieses ganzen kleinen Ionenhäufchens als ein einziger nicht mehr zu unterteilender Elementarakt zu betrachten ist.

Derartige kleine Ionenhäufchen folgen einander längs der Bahn des schnellen Elektrons im durchschnittlichen Abstand

$$\delta \approx 3\,\frac{R}{J} = \text{proportional } V. \qquad (5)$$

Biologisch wichtig ist ferner das gelegentliche, seltenere Auftreten noch merklich größerer Ionenhäufchen, mehrere hundert bis etwa 1000 eV Energie enthaltend. Wie Tabelle I zeigt, kommen schon in H-Gas, trotz des dortigen besonders kleinen Wertes von $\frac{J}{J_3}$, Tertiärelektronen mit Energien bis ≈ 800 Volt aufwärts in merklicher Anzahl vor; diese müssen Ionenhaufen erzeugen, die immer noch dichtgedrängt liegen, aber entsprechend mehr Ionen enthalten. Zudem wird bei kleinen Werten von δ — etwa bis aufwärts 2,5 kV — durch zufällige Schwankungen im Abstand benachbarter Ionenhaufen eine gelegentliche Bildung größerer Haufen eintreten.

Eine genauere quantitative Diskussion dieser Verhältnisse wäre sehr zu wünschen. Vorläufig müssen wir uns mit der qualitativen Feststellung begnügen, daß die relative Häufigkeit größerer Ionenhaufen offenbar wächst bei abnehmender Energie V des Sekundärelektrons und asymptotisch konstant (und zwar klein) wird für schnellere Elektronen. Ferner muß sie merklich vergrößert sein innerhalb der Ionisierungssäule, die eine α-Bahn oder Protonbahn umgibt.

Betreffs dieser soeben erwähnten Alpha- oder Protonionisierungssäule ist uns ferner ihr Durchmesser wichtig. Er sollte an sich auf Grund heutiger wellenmechanischer Kenntnisse hypothesenfrei zu berechnen sein. Bislang gibt es aber nur halb empirische Bestimmungen nach

der von Jaffé (4), (5) entwickelten Theorie. Diese nimmt in der Säule eine Ionendichte an, die proportional e^{-r^2/b^2} ist, wo r der Abstand von der α-Bahn (Achse der Ionisierungssäule) sein soll, und bestimmt b derart, daß sich richtige Folgerungen für die Schnelligkeit der Rekombination ergeben. Nach Umrechnung auf organisches Material würde sich daraus für Polonium-α-Strahlen etwa $b = 2 \cdot 10^{-6}$ bis $3 \cdot 10^{-6}$ cm ergeben. Dabei wird aber von der Häufchenbildung der Ionisierungen ganz abgesehen, und das muß zu einer Unterschätzung von b führen.

Wir wollen versuchsweise b auf $8 \cdot 10^{-6}$ cm erhöhen; das paßt nämlich, wie sich zeigen wird, am besten zu den biologischen Erfahrungen. Die strahlenbiologischen Experimente eröffnen übrigens die reizvolle grundsätzliche Möglichkeit einer experimentellen Ausmessung der Ionisierungssäule, indem sie uns bekannt machen mit hochempfindlichen Körperchen von der Größenordnung sehr großer Moleküle, welche als diesbezügliche Sonden geeignet sind.

II. Strahlentötung von Zellen

§ 7. Bacterium coli. Die Tötung einzelner Zellen durch Strahlung wird naturgemäß am bequemsten an Einzellern studiert. Dabei entfallen von selbst gewisse Sekundäreffekte, die bei Vielzellern oft sehr bedeutsam sind, nämlich Tötungen oder Schädigungen eines Teiles der von der Strahlung unmittelbar noch nicht geschädigten Zellen durch diffundierende (oder z. B. im Blutstrom mitgeführte) Zerfallsprodukte bereits getöteter Zellen.

Besonders vielseitig untersucht ist das Beispiel Bacterium coli, auf welches sich insbesondere die hervorragenden Experimente von Wyckhoff beziehen, sowie ferner die gleichfalls sehr exakten und aufschlußreichen Experimente von Lea, Haines und Coulson. Es handelt sich um ein zylinderförmiges Gebilde der Länge $\approx 2\,\mu$ und des Durchmessers $\approx 0{,}5\,\mu$. Man bringt die Bakterien etwa auf einen Nährboden derart, daß jedes von dem nächsten Nachbarn weit getrennt ist, und setzt sie dann der Bestrahlung aus. Bei Anwendung von Kathodenstrahlen muß man darauf achten, daß die Bakterien genau an der Oberfläche der bestrahlten Schicht, und nicht etwa darunter, sitzen. Nach Aufhören der Bestrahlung sich selbst überlassen, wachsen die überlebenden Bakterien durch Vermehrung zu kleinen Kolonien aus, die getöteten dagegen bleiben unverändert. Es sind auch Experimente derart gemacht, daß während der Dauer der Bestrahlung bereits eine Vermehrung stattfindet; die dabei erhaltenen Ergebnisse bestätigen zusätzlich die Richtigkeit der Schlüsse, die aus den Experimenten ohne Vermehrung während der Bestrahlung zu ziehen sind; auf die Einzelheiten dieser Experimente mit gleichzeitiger Vermehrung und Tötung sei jedoch nicht näher eingegangen.

Die Tötung ist untersucht für: ultraviolettes Licht verschiedener Wellenlängen; Röntgenstrahlen von 3,1–22,1 kV; Kathodenstrahlen von 155 kV; Radium-γ-Strahlung; β-Strahlung (vorwiegend *RaC*); Polonium-α-Strahlen.

Ganz allgemein – nur die langwelligste der untersuchten ultravioletten Strahlungen bildet eine noch zu besprechende Ausnahme – zeigen sich für jede einzelne Strahlenart folgende Gesetzmäßigkeiten:

A. Die Anzahl N der überlebenden Bakterien klingt exponentiell ab mit wachsender Strahlendosis D:

$$N(D) = N(0)\, e^{-\alpha D}. \qquad (6)$$

Die „mittlere Letaldosis" $\frac{1}{\alpha}$ hängt natürlich von Art und Wellenlänge der angewandten Strahlung ab.

B. Ein bestrahltes Individuum wird entweder getötet, oder überhaupt nicht geschädigt (etwa im Sinne einer Herabsetzung seiner Vermehrungsgeschwindigkeit). – Die Tötung ist also nicht das Endergebnis einer kontinuierlich abstufbaren Schädigung; sondern es geschieht ein unstetiger Sprung aus dem unbeeinflußten Normalzustand in den getöteten Zustand. (Es gibt übrigens noch einen dritten, nur unter besonderen Bedingungen erzeugbaren Zustand, bei welchem das Bakterium zwar seine Teilungsfähigkeit verloren hat, aber nicht seine Wachstumsfähigkeit; der normalerweise $2\,\mu$ lange Zylinder wächst dann zu einem Faden von exponentiell zunehmender Länge aus. Für die im folgenden besprochenen Experimente spielt dieser dritte Zustand jedoch keine Rolle.)

C. Es gibt keinen „Zeitfaktor", d. h. bei gegebener Strahlenart kommt es nur auf die applizierte Gesamtdosis an, nicht aber auf die einzelnen Faktoren des Produktes Dosis = Intensität × Zeit. – Dies zeigt, daß es keine Erholung der geschädigten Zelle gibt; eine Feststellung, die offenbar im Einklang mit der obigen ist, daß die Tötung ein unstetiger biologischer Elementarprozeß, und nicht etwa das Endergebnis einer kontinuierlich zunehmenden Schädigung ist.

D. Die Wirkung ist temperaturunabhängig. – Es kann sich also bei der Strahlentötung nicht um eine längere Prozeßkette handeln, in welcher chemische oder kompliziertere

biologische Vorgänge eine Rolle spielen; sondern wir erkennen noch einmal, wie schon unter B und C, daß es sich um einen unteilbaren biologischen Elementarprozeß handeln muß.

Nach alledem kann über die Bedeutung des unter A erwähnten exponentiellen Abklingens kein Zweifel bestehen: Unter Einwirkung der Bestrahlung bekommt jedes unserer Bakterien eine bestimmte Wahrscheinlichkeit, den sprunghaften Übergang in den getöteten Zustand zu vollziehen. Diese Wahrscheinlichkeit — die „Strahlenempfindlichkeit" — muß übrigens bei allen Bakterien gleich sein innerhalb der Fehlergrenzen für die experimentelle Feststellung des Exponentialgesetzes; denn andernfalls würden offenbar die empfindlicheren Bakterien rascher exponentiell abklingen, als die weniger empfindlichen, so daß eine Abnahme von $\frac{d \ln N}{dD}$ mit wachsendem D zustande käme: die von biologischer Seite vielfach vertretene Ansicht, daß das frühere und spätere Absterben verschiedener bestrahlter Individuen als Ausdruck der biologischen individuellen Variabilität in bezug auf die Empfindlichkeit anzusehen sei (und nicht als Ausdruck für die Quantennatur der applizierten Strahlung) ist deshalb unhaltbar.

Es fragt sich nun, von welcher Art der physikalische Elementarprozeß ist, der dem biologischen Elementarprozeß der Abtötung zugrunde liegt. Für die α-Strahlung und das ultraviolette Licht ist die Frage ohne weiteres zu beantworten.

Betreffs der α-Tötung bedeutet die exponentielle Abklingung offenbar, daß das Bakterium „erschossen" wird durch ein einzelnes α-Teilchen. Natürlich kann man nicht erwarten, daß das bei allen Fällen einer Tötung von Zellen durch α-Strahlen so sein wird; es gibt andere Beispiele (andere Zellen), bei welchen ein einziges α-Teilchen zur Tötung nicht genügt, sondern zwei oder noch mehr „Treffer" nötig sind; an Stelle der exponentiellen Abklingung bekommen wir dann andere Verhältnisse. Man kann alle hier in Betracht zu ziehenden Möglichkeiten mathematisch analysieren nach Analogie der Zerfallstheorie der Radioaktivität; wir kommen darauf noch zurück. Bei Bacterium coli also haben wir entsprechend der exponentiellen Abklingung eine Erschießung des Bakteriums durch einen einzigen α-Treffer anzunehmen.

Das bedeutet aber nicht etwa, daß jeder Durchgang eines α-Teilchens durch das Bakterium tödlich wirkt; ein solcher Durchgang wirkt tödlich mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit, und es gibt auch die andere Möglichkeit, daß er — entsprechend dem obigen B — keinerlei biologische Wirkung hinterläßt. Man kann die experimentell bestimmte Tötungswahrscheinlichkeit durch einen entsprechenden Wirkungsquerschnitt ausdrücken; dieser ist dann gleich der Fläche eines Kreises mit dem Radius $1{,}4 \cdot 10^{-5}$ cm. Nun hatten wir oben den Radius der α-Ionisierungssäule zu $0{,}8 \cdot 10^{-5}$ cm geschätzt; es liegt dann die Deutung nahe, daß es im Bakterium ein empfindliches Volum gibt, dessen Radius $\lesssim 0{,}6 \cdot 10^{-5}$ ist und welches die Eigenschaft hat, daß das Bakterium getötet wird, wenn in diesem Volum Ionisierungen eintreten, während Ionisierungen außerhalb des empfindlichen Volums keine Tötung (auch keinerlei Schädigung) nach sich ziehen. In dieser primitiven Form ist das natürlich nur als erste Approximation der wirklichen Verhältnisse zu denken. Es wird sich aber zeigen, daß eine gute Approximation wirklich erreicht wird, und daß man dagegen nicht zu einer umfassenden Deutung der Erfahrungstatsachen gelangen könnte, wenn man statt eines wohldefinierten empfindlichen Volums etwa eine über die ganze Zelle verbreitete (dann entsprechend geringere) Strahlenempfindlichkeit annehmen würde.

Für die ultraviolette Strahlung kann ebenfalls kein Zweifel bestehen betreffs der physikalischen Natur des tötenden Treffers: Die Tötung erfolgt vermittelst der Absorption eines einzigen Lichtquants $h\nu$. Dabei ist aber die Wahrscheinlichkeit, daß ein einzelnes in der Zelle absorbiertes $h\nu$ wirklich tötet, sehr gering. Die von Wyckhoff für fünf verschiedene Wellenlängen zwischen 2536 Å und 2900 Å festgestellten Werte dieser Wahrscheinlichkeit variieren (wie nicht anders zu erwarten) unregelmäßig mit der Wellenlänge, ergeben aber durchweg die Größenordnung 10^{-7} bis 10^{-6}. Im Mittel absorbiert also das Bakterium einige Millionen unwirksame $h\nu$, bevor es das eine tötende $h\nu$ absorbiert. Trotz ihrer Auffälligkeit ist diese Größenordnung 10^{6} bis 10^{7} nicht unvernünftig. Wir werden zunächst annehmen dürfen, daß alle Absorptionen, die außerhalb des empfindlichen Volums geschehen, sowieso wirkungslos sind. Aber auch innerhalb des empfindlichen Volums wird die Absorption eines einzigen $h\nu$ von nur 5 Elektronvolt Energie mit sehr viel geringerer Wahrscheinlichkeit (Faktor $\approx 10^{-3}$) töten als ein darin erzeugter kleiner Ionenhaufen.

Betrachten wir nunmehr die Tötung durch β- und γ-Strahlen, so veranlaßt die Vorstellung des empfindlichen Volums zu dem Schluß, daß es auch jetzt wieder nur auf die innerhalb dieses

Volums eintretenden Ionisierungen (und Anregungen) ankomme. Da nun für ein Elektron von ≈ 100 kV der mittlere Abstand $\approx 3\frac{R}{J}$ der kleinen Ionenhäufchen die Größenordnung $2{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm besitzt, so wird im allgemeinen höchstens ein solches Ionenhäufchen in das oben größenordnungsmäßig erschätzte empfindliche Volum fallen; also müssen wir für diese Strahlungen je ein solches kleines Ionenhäufchen (durchschnittlich drei Ionisierungen und sechs Anregungen enthaltend) als tötenden Treffer ansehen.

Das führt zu der Folgerung, daß für die Tötung durch β und γ-Strahlung, sowie auch durch harte Röntgen- oder Kathodenstrahlen, eine wellenlängenunabhängige Letaldosis bestehen muß. Tatsächlich bekommt man folgende Letaldosen:

$4{,}2 \cdot 10^3$ r für Röntgenstrahlung von 22,1 kV.

$4 \cdot 10^3$ r für β-Strahlen.

$5{,}1 \cdot 10^3$ r für γ-Strahlen.

In Rücksicht auf die technischen Schwierigkeiten eines Dosenvergleichs verschiedener Strahlenqualitäten darf das als befriedigend angesehen werden. Die erwähnten Versuche mit Kathodenstrahlen von 155 kV lassen aus technischen Gründen leider nur eine größenordnungsmäßige Bestimmung der Letaldosis zu; die Größenordnung ist die richtige (7).

In der Literatur ist eine Reihe andersartiger Hypothesen betreffs der physikalischen Natur des tötenden Treffers bei Röntgen-, γ- und β-Strahlung vertreten worden. Als Beispiel erwähnen wir die Glockersche Theorie, nach welcher die Durchquerung des Zelleibes durch ein schnelles Elektron mit einer von dessen Geschwindigkeit unabhängigen Wahrscheinlichkeit ($\approx 0{,}01$) töten sollte. Danach würde man für die berührten Kathoden-, β- und γ-Experimente ungefähr 30mal kleinere Letaldosen erwarten müssen.

Bestimmen wir die Größe des strahlenempfindlichen Volums so, daß wir jede darin geschehene Bildung eines kleinen Ionenhäufchens als tötend annehmen, so ergibt der Wert $4 \cdot 10^3$ der mittleren Letaldosis folgendes: Ein beliebig herausgegriffenes Atom hat bei dieser Dosis eine Wahrscheinlichkeit $1{,}6 \cdot 10^{-7}$, ionisiert (bzw. jonisiert gewesen) zu sein; und im cm^3 sind $8 \cdot 10^{15}$ Elektronen abgerissen worden. Da zum kleinen Ionenhäufchen durchschnittlich drei Ionen gehören, so bekommen wir für das strahlenempfindliche Volum von Bacterium coli eine Größe von $\approx 3{,}75 \cdot 10^{-16}$ cm^3, also einen Radius $r \approx 0{,}44 \cdot 10^{-5}$ cm, und einen Materieinhalt von $\approx 1{,}9 \cdot 10^7$ Atomen. Das stimmt befriedigend mit den obigen Schlüssen aus der α-Tötung überein.

Die von Wyckhoff bestimmten mittleren Letaldosen für noch weichere Röntgenstrahlen zeigen nun aber eine Wellenlängenabhängigkeit: bei zunehmender Wellenlänge wächst auch die Letaldosis; bei 3,1 kV ist sie auf ungefähr das Doppelte des obigen Wertes gestiegen.

Die Deutung dieser Tatsache liegt auf der Hand: Wenn der mittlere Abstand $\delta \approx 3\frac{R}{J}$ der kleinen Ionenhäufchen unter den Durchmesser des strahlenempfindlichen Volums herabsinkt, so wird dieses, falls überhaupt einen, gleich zwei (bzw. noch mehr) kleine Ionenhäufchen enthalten. Die bei 3,1 kV erreichte Verdoppelung der Letaldosis deuten wir also so, daß für diesen Fall durchschnittlich zwei Ionenhäufchen die Tötung vollziehen. Bei einem kugelförmigen Volum von Radius r ist die mittlere Länge eines Durchquerungsweges $\frac{4}{3}r$; man wird also Verdoppelung der Letaldosis gerade dann erwarten, wenn $\delta \approx \frac{4}{3}r$ wird. Tatsächlich ist δ für 3,1 kV noch etwas kleiner, nämlich $0{,}07 \cdot 10^{-5}$ cm. Dies deutet darauf hin, daß das empfindliche Volum vielleicht nicht aus einem einzigen Stück besteht, sondern aus wenigen noch etwas kleineren, aber eng zusammenliegenden Teilstücken. (Weit auseinander liegende Teilstücke würden offenbar wiederum mit den α-Experimenten unvereinbar sein.) Jedenfalls ist klar, daß der „Sättigungseffekt", der uns in dem Ansteigen der Letaldosis für sehr weiche Röntgenstrahlen entgegentritt, unbedingt ein wohldefiniertes empfindliches Volum verlangt, und nicht verstanden werden könnte, wenn wir z. B. dem ganzen Zelleib eine gleichmäßige geringe Strahlenempfindlichkeit zuschreiben würden.

Unsere Schätzung $\approx 0{,}8 \cdot 10^{-5}$ cm für den Radius der α-Ionisierungssäule hat ihren Hauptgrund darin, daß die α-Letaldosis (Polonium) mit $2{,}4 \cdot 10^4$ r einen „Sättigungsfaktor" 5–6 zeigt: danach wird also die α-Tötung im Durchschnitt durch je 5–6 kleine Ionenhäufchen, also 15–18 Ionen, vollzogen. Nun ergibt unsere Schätzung der Dicke der Ionisierungssäule, daß bei zentraler Durchquerung das α-Teilchen etwa 60 Ionen im empfindlichen Volum hinterläßt, so daß im Durchschnitt (die meisten Tötungen erfolgen natürlich durch exzentrisches Treffen des α-Teilchens) ein Wert von 15–18 zustande kommen könnte. Andererseits liefert natürlich auch der obige Wert des α-Wirkungsquerschnitts durch Vergleich mit der aus den β- und γ-Letaldosen bestimmten Größe des empfindlichen Volums eine Begründung für unsere Schätzung der Dicke der Ionisierungssäule. Doch ist diese Begründung weniger sicher, weil

die Teilstücke des empfindlichen Volums ja etwas weiter auseinander liegen könnten. – (Der Wert $0{,}8 \cdot 10^{-5}$ cm für den Radius der Ionisierungssäule könnte allerdings doch wohl noch merklich erniedrigt werden durch genauere Berücksichtigung des erwähnten Umstandes, daß das empfindliche Volum anscheinend aus mehreren benachbarten, aber gehemmten Teilen besteht. Jedoch ist dieser Punkt noch nicht genauer untersucht.)

Das strahlenbiologische Erfahrungsmaterial begründet die Überzeugung, daß das fragliche empfindliche Volum für das Bakterium eine analoge Bedeutung besitzt, wie die Zellkerne anderer (größerer) Zellen. Mikroskopisch ist ein Zellkern bei Bacterium coli nicht bekannt; tatsächlich liegt die von uns gefundene Größenordnung dieses „Miniaturkerns" gerade an der Grenze dessen, was man mit Ultraviolettmikroskopie noch fassen könnte. Für das Elektronenmikroskop sollte er jedoch gut erkennbar sein.

Endlich ist zu erwähnen, daß die Ultraviolett-Tötung mit sehr langwelligem Licht (3132 Å) nicht mehr exponentiell verläuft. Die diesbezügliche Kurve (deren genauere mathematische Analyse leider nicht versucht ist) spricht anscheinend für eine akkumulierte Wirkung zweier aufeinanderfolgender Absorptionen. Man kann roh schätzen, daß der Kern, um dies zu ermöglichen, in dem Zustand, in welchen er durch Absorption des ersten wirksamen $h\nu$ gebracht wurde, eine Verweilzeit von $\approx 10^{-3}$ sec haben muß. Eine nähere Untersuchung dieser interessanten Verhältnisse bleibt abzuwarten.

Grundsätzlich zeigen uns die besprochenen Erfahrungen – ganz besonders deutlich aber die Ultraviolettexperimente –, daß der lebende Organismus eine physikalische Struktur besitzt, die es rechtfertigt, ihn mit einer physikalischen Verstärkeranordnung zu vergleichen („Verstärkertheorie der Organismen"): Er vermag einzelne Quantenakte, wie die Absorption eines einzelnen $h\nu$ von ≈ 5 Elektronvolt Energie, zu makrophysikalischen Effekten (Abtötung eines ganzen Bakteriums, das 10^{13} Atome enthält) zu verstärken.

§ 8. Bacterium mesentericus. Sporen von Bacterium mesentericus sind von Lea, Haines und Coulson mit α-, β-, γ-Strahlen getötet. Auch hier verläuft die Tötung nach dem Exponentialgesetz. Für die α-Tötung ist der Wirkungsquerschnitt (also auch die Letaldosis) praktisch ebenso groß, wie für Bacterium coli (nämlich $1{,}3 \cdot 10^{-5}$ cm). Aber für β- und γ-Strahlung bekommen wir eine erheblich größere Letaldosis (nämlich $1{,}1 \cdot 10^5$ r bzw. $2 \cdot 10^5$ r, in nicht recht befriedigender Übereinstimmung). Hier finden wir also statt des Sättigungseffektes einen entgegengesetzten Effekt: wir müssen offenbar schließen, daß in diesem Beispiel ein kleines Ionenhäufchen mit 1 oder 2 Ionen im empfindlichen Volum auftreten kann, ohne mit Sicherheit zu töten; während dagegen ein etwas größeres Ionenhäufchen, vielleicht z. B. 6 oder 8 Ionen enthaltend, mit 100prozentiger Wahrscheinlichkeit tötet.

Dieser dem Sättigungseffekt entgegengesetzte Effekt spielt zweifellos eine große Rolle in vielen Beispielen biologischer Strahlenwirkungen. Leider fehlen im Beispiel des Bacterium mesentericus sowohl die experimentellen als auch die theoretischen Unterlagen einer genaueren Analyse der Verhältnisse: Experimentell wäre vor allem Kenntnis der Letaldosen für weiche Röntgenstrahlen verschiedener Wellenlängen wünschenswert; durch theoretische Untersuchungen wäre eine genauere Kenntnis der statistischen Gesetzmäßigkeiten betreffs der Ionenhaufen zu erarbeiten: unsere Erwägungen in § 6 blieben ja auf das Qualitative beschränkt.

Wir finden den hier bei Bacterium mesentericus bemerkten Effekt auch bei der Hefe wieder; dort aber kombiniert mit noch anderen Komplizierungen.

§ 9. Hefe. Nach Blau und Altenburger kann eine einfache Formel angegeben werden für einen Tötungsvorgang, der so verläuft, daß nach dem Eintreten von n „Treffern" die Tötung vollzogen ist. Dabei soll angenommen werden, daß für jeden der sukzessiven Treffer dieselbe Wahrscheinlichkeit besteht: natürlich kann man sich auch von dieser Annahme (die gewiß nicht in allen Beispielen zutreffen wird) noch freimachen; doch ist das bei der Diskussion experimenteller Resultate bislang noch nicht versucht. Ist $x = x(D)$ der durch die Strahlendosis D abgetötete Bruchteil der bestrahlten Zellen, so wird

$$x(D) = 1 - e^{-\alpha D} \sum_{k=0}^{n-1} \frac{(\alpha D)^k}{k!}. \qquad (7)$$

Für $n = 1$ kommt man wieder auf exponentielles Abklingen des ungeschädigten Bruchteils $1 - x$ zurück. Für $n = \infty$ wird, wie es sein muß, $x = 1 = \text{const}$. Der Beweis für Gleichung (7) ergibt sich analog der Aufstellung der aus der Theorie der radioaktiven Zerfallsreihen bekannten Formeln. Die numerische Verwertung dieser Formel (7) ist erleichtert durch Tabellen von Pearson; vgl. die Angaben bei Glocker.

Der theoretischen Auswertung empirischer „Schädigungskurven" $x = x(D)$ wird gewöhnlich die Formel (7) zugrunde gelegt, d. h. es wird eine zu der betreffenden empirischen Kurve passende Trefferzahl n ermittelt. Für

$n > 1$ gilt nach einer Bemerkung von Glocker praktisch

$$\alpha D_{1/2} = n - \tfrac{1}{2}, \tag{8}$$

wenn $D_{1/2}$ die Halbwertsdosis ist: $x(D_{1/2}) = \frac{1}{2}$. Ist andererseits D_W derjenige Dosiswert, bei welchem der Wendepunkt der durch Gleichung (7) darstellbaren Schädigungskurve liegt, so folgt aus Gleichung (7) durch Differentiation

$$\alpha D_W = n - 1. \tag{9}$$

Sofern also D_W genau genug aus der empirischen Kurve zu entnehmen ist, kann man — die Darstellbarkeit der Kurve durch die Formel (7) voraussetzend — n und α leicht erhalten:

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{D_{1/2} - D_W}; \\ n &= \frac{D_{1/2} - \frac{1}{3} D_W}{D_{1/2} - D_W}. \end{aligned}\right| \tag{10}$$

Offenbar ist aber dies Verfahren mit einer gewissen Kritik zu betrachten. Einerseits wäre, wie schon bemerkt, in manchen Fällen die Wahrscheinlichkeit des zweiten wirksamen Treffers sinngemäßerweise als von der des ersten verschieden anzusetzen. Vor allem aber ist es für die Mehrzahl aller Beispiele mit $n > 1$ unwahrscheinlich, daß es überhaupt eine für alle einzelnen Tötungen genau konstante Trefferzahl gibt; vernünftiger wäre es, mit einer Superposition mehrerer Kurven (7) mit etwas verschiedenen Werten zu rechnen. Aber die Präzision in der empirischen Aufnahme der Schädigungskurven läßt im allgemeinen noch so viel zu wünschen übrig, daß die Formel (7) vorläufig für die meisten Fälle ausreicht.

Die Tötung von Hefezellen durch Röntgenstrahlen ist für vier verschiedene Wellenlängen von 8,32–0,56 Å untersucht (Holweck und Lacassagne, Glocker, Langendorff und Reuß). Es handelt sich hier nicht, wie bei Bacterium coli, um einen unabgestuften unstetigen Tötungsprozeß; sondern es besteht eine gewisse Abstufung des Schädigungsgrades, welche zwar keineswegs kontinuierlich sein muß, aber auch keine unmittelbar erkennbare unstetige Stufung zeigt; man muß deshalb zwecks Gewinnung präziser Resultate eine zweckmäßige Definition verschiedener Schädigungsgrade einführen.

Die Schädigungskurven ergeben nun eine Trefferzahl $n = 5$ für alle vier untersuchten Wellenlängen. Wie schon angedeutet, möchten wir lieber von einer durchschnittlichen Trefferzahl sprechen, die vielleicht im Einzelfall zwischen 4 und 10 schwanken mag, wenn auch wohl unter deutlicher Bevorzugung des Wertes 5. Jedenfalls aber zeigt die wellenlängenunabhängige Trefferzahl, daß der Tötungsprozeß als solcher für alle benutzten Wellenlängen derselbe ist.

Eine weitere wesentliche Information gibt uns nun die Tatsache, daß die „Halbwertsdosis" im untersuchten Wellenlängengebiet variiert, und zwar derart, daß sie bei weicherer Strahlung kleiner ist: 16600 r für 8,32 Å, und 42000 r für 0,56 Å. Diese dem Sättigungseffekt wiederum entgegengesetzte Wellenlängenunabhängigkeit der Halbwertsdosis zeigt (und die Größenordnung der Halbwertsdosis ist im guten Einklang damit), daß wir als wirksame Treffer hier — wie bei Bacterium mesentericus — in erster Linie etwas größere Ionenhäufchen anzunehmen haben.

Damit stimmen nun gut die Ergebnisse einer Hefetötung mit ultravioletter Strahlung überein. Schreiber findet bei Anwendung monochromatischer Strahlung eine Trefferzahl $n = 29$ für 2290 Å und $n = 6$ für 2540 Å. Diese letztere Wellenlänge muß offenbar in eine Absorptionsbande des empfindlichen Volums fallen, welche zu besonders wirksam schädigenden Absorptionsquantensprüngen gehört. Der normale, d. h. für den größten Teil des ultravioletten Spektrums in Betracht kommende Fall ist dagegen wohl der einer höheren Trefferzahl, wie sie im Beispiel λ 2290 Å vorliegt. Da wir bei Ultraviolettabsorption keine Ionenhäufchen, sondern nur einzelne $h\nu$-Absorptionen als Treffer haben, so ist die erhöhte Anzahl erforderlicher Treffer in gutem Einklang mit dem obigen Schluß, daß die wirksamen Treffer der Röntgenstrahlung in erster Linie die etwas größeren Ionenhäufchen sind.

Für eine genauere Bestimmung des empfindlichen Volums reicht das vorhandene Material noch nicht aus. Jedoch ermöglichen Schreibers Angaben eine rohe Schätzung der mittleren Zahl ultravioletter Lichtquanten $h\nu$, welche von der gesamten Zelle absorbiert werden, bevor die Tötung eintritt. Sie ist größer als 10^9.

§ 10. Bohnenkeimlinge. Ein wiederum ganz anderer Typ von Strahlentötung ist an Bohnenkeimlingen studiert worden (Experimente von Glocker und Reuß; die Theorie stammt von Glocker). Für die Wellenlängen zeigt sich in diesem Falle eine von der Wellenlänge unabhängige Halbwertsdosis, aber eine von Wellenlänge abhängige Trefferzahl.

Die überzeugende Deutung, welche Glocker diesem Befunde gegeben hat, ist folgende: Die wellenlängenunabhängige Halbwertsdosis (370 r) läßt vermuten, daß es darauf ankommt, daß innerhalb eines gewissen empfindlichen Volums eine bestimmte Gesamtzahl von Ionisierungen durchgeführt wird. Wird eine

bestimmte Zahl Z von Ionisierungen im empfindlichen Volum überschritten, so kann sich die fragliche Zelle nicht mehr erholen, sondern stirbt ab. Die wellenlängenabhängige Trefferzahl n macht es aber unmöglich, Z etwa einfach mit n zu identifizieren; vielmehr muß man sich vorstellen, daß jedes das empfindliche Volum durchquerende schnelle Elektron dort eine ganze Reihe von Ionisierungen ausführt: n muß dann die Anzahl von Durchquerungen bedeuten, welche zur Erzeugung von Z Ionen im empfindlichen Volum nötig ist. Indem n klein gegen Z ist, verliert auch die Annahme, daß gerade bei Erreichung von Z Ionisierungen die Tötung eintrete, ihre Härte; es ist tatsächlich erlaubt, sich vorzustellen, daß die Tötung zwar im Mittel Z Ionisierungen erfordert, im Einzelfall aber noch merkliche Abweichungen von Z vorkommen läßt.

Für 0,56 Å ergab sich empirisch $n = 19$. Nun kann man nach einer von Glocker entwickelten Formel berechnen, wie groß das als kugelförmig angenommene empfindliche Volum sein muß, wenn es bei 370 r gerade mit 50prozentiger Wahrscheinlichkeit mindestens 19mal durchquert sein soll. Wenn nämlich r_0 der Kugelradius ist, und R die Reichweite der in Frage kommenden schnellen Elektronen, von denen N_0 pro cm³ erzeugt werden mögen, so ist nach Glocker die Wahrscheinlichkeit der einmaligen Durchquerung, d. h. also der in Formel (7) einzusetzende Wert α, gegeben durch

$$\alpha = N_0 \frac{\pi}{3} r_0^2 (4 r_0 + 3 R). \qquad (11)$$

Da α aber aus $n = 19$ und der Halbwertsdosis 370 r zu entnehmen ist, kann man jetzt r_0 berechnen; man findet $r_0 = 0{,}75\,\mu$.

Es wird dann die Probe auf die Richtigkeit der Theorie gemacht: die Werte n für andere Wellenlängen sind nunmehr theoretisch berechenbar. Z. B. wird $n = 10$ für 1,54 Å in guter Übereinstimmung mit dem Experiment. — Bei der Halbwertsdosis sind in dem fraglichen empfindlichen Volum rund 1200 Ionisierungen durchgeführt worden.

Die Größe des von Glocker berechneten empfindlichen Volums beträgt etwa das 10^{-3}fache des Volums des Zellkerns. Man wird die Annahme eines aus einer einzigen Kugel bestehenden empfindlichen Volums dahingehend abändern dürfen, daß man eine Verteilung vieler empfindlicher Volumstücke innerhalb des ganzen Kerns annimmt; doch würde ein etwaiger Versuch, eine mehr oder weniger gleichmäßig über den ganzen Zelleib verteilte Strahlenempfindlichkeit einzuführen, die Übereinstimmung von Theorie und Experiment durchaus zerstören.

§ 11. Zellkern und Steuerung. Die besprochenen Beispiele biologischer Strahlenwirkungen haben gezeigt, daß — wie nicht anders erwartet werden konnte — mehrere verschiedene Typen von Primärprozessen der Schädigung vorkommen. Als gemeinsamer Zug der besprochenen Beispiele zeigte sich jedoch, daß der Angriffspunkt der Strahlenwirkung stets nur in einem relativ zur Gesamtzelle sehr kleinen strahlenempfindlichen Volum zu suchen ist. Es fragt sich, ob dies etwa eine Besonderheit der gewählten Beispiele oder aber eine allgemeine Gesetzmäßigkeit ist.

Zur Beantwortung dieser Frage erinnern wir uns daran, daß 10^3—10^4 r bedeuten, daß ein beliebig herausgegriffenes Atom mit einer Wahrscheinlichkeit $4 \cdot 10^{-8}$ bis $4 \cdot 10^{-7}$ eine Ionisierung erlitten hat. Wenn also Tötungen — d. h. erhebliche chemisch-physikalische Zustandsänderungen an der Gesamtsubstanz des Organismus — mit mittleren Letaldosen der Größenordnung 10^3—10^4 r vorkommen, so bedeutet das eine sehr hochgradige Verstärkerwirkung; dies um so mehr, als der allergrößte Teil der in der Zelle eintretenden Ionisierungen auf jeden Fall als biologisch unwirksam angenommen werden muß (z. B. schon deshalb, weil die organische Substanz zum größten Teil nur aus Wasser besteht). Aus physikalischen Gründen ist es aber undenkbar, daß die Fähigkeit zu derart hochgradigen Verstärkerwirkungen in gleichförmigem Maße dem ganzen Zellplasma zukommt. Sondern offenbar setzen derartige Verstärkerwirkungen ganz besondere physikalische Strukturverhältnisse der Zelle voraus, und nur für eng umgrenzte empfindliche Volumstücke kann das Vorhandensein derartiger Verstärkerwirkungen als physikalisch möglich angesehen werden. Wir kommen also zu dem Schluß, daß die Beschränkung der Strahlenempfindlichkeit auf kleine Volumstücke der Zelle etwas vom physikalischen Standpunkt aus Notwendiges ist; es kann sich hier nicht um zufällige Besonderheiten der studierten Beispiele handeln, sondern nur um eine allgemeine Gesetzmäßigkeit. Der Grad der offensichtlich vorhandenen Verstärkerwirkung wird nun allerdings durch die Feststellung, daß nur die innerhalb eines gewissen Teilvolums der Zelle angreifenden Strahlenprozesse wirksam sein können, noch einmal erhöht. Aber wir sind ja sowieso auf Grund der experimentellen Tatsachen zu dem Schluß geführt, daß in manchen Fällen (nicht in allen) geradezu ein einziger Quantenakt (Absorption eines ultravioletten $h\nu$) zu dem makro-physikalischen Endeffekt einer Zelltötung verstärkt werden kann.

Die Vermutung, daß derartiges möglich sei und sogar eine ganz grundsätzliche Bedeutung

für die Lebensphänomene habe, ist vor einigen Jahren ausgesprochen und als „Verstärkertheorie der Organismen" bezeichnet worden (1932). Das besprochene experimentelle Material liefert die empirische Bestätigung dieser Vermutung.

Die strahlenempfindlichen Volumteile der Zelle müssen offenbar als Strukturelemente von ganz besonderer biologischer Bedeutsamkeit angesehen werden; es muß sich um Zellorgane handeln, welche eine steuernde Funktion ausüben. Hierfür kommt nun angesichts des biologischen Erfahrungsmaterials nur der Zellkern in Betracht. Wir werden also zu dem Schluß geführt, daß harte Strahlungen stets nur den Zellkern primär angreifen; eine Wirkung auf das Plasma kommt erst sekundär durch Einflüsse des geschädigten Kerns in Betracht. Dieselbe These ist von biologischer Seite schon vor langem aufgestellt worden, doch wurde sie bis heute vielfach bestritten. Die erhobenen Einwände halten jedoch einer kritischen Prüfung nicht stand.

Bei ultravioletter Strahlung allerdings kann theoretisch die Möglichkeit einer direkten Wirkung auf das Plasma nicht ausgeschlossen werden. Erfahrungsgemäß ist ja für die Lebensfunktionen der Zelle die Anwesenheit geringer Spuren gewisser Wirkstoffe in vielen Fällen unentbehrlich; und ultraviolette Strahlung, deren Frequenz in eine starke Absorptionsbande eines solchen Wirkstoffs fällt, könnte zu einer starken selektiven Zerstörung gerade dieses Wirkstoffs führen. Bei den harten Strahlungen dagegen entfällt offenbar diese Möglichkeit.

III. Chromosomen und Mutationen

§ 12. Chromosomen. Die Zellkerne, die während des größten Teiles des Lebens der Zellen als klumpenförmige Gebilde erscheinen, lösen sich bei bestimmten Vorgängen, insbesondere bei Zellteilungen, in mehrere Teilstücke, die Chromosomen, auf. Bei jeder höheren biologischen Art unterscheiden wir haploide und diploide Zellen. Die Anzahl der Chromosomen in den haploiden Zellen ist für die einzelne Art konstant, aber bei verschiedenen Arten verschieden; sie kann beispielsweise 2, 4, 6, 7, 8 usw. bis über 20 sein. Die entsprechenden diploiden Zellen enthalten jedes Chromosom der haploiden Zellen doppelt. Eine Ausnahme hiervon besteht jedoch bei vielen Arten im Zusammenhang mit den Geschlechtsunterschieden in der Form, daß eines der Chromosomen, das „X-Chromosom", in einer diploiden Zelle zweimal oder einmal, in einer haploiden Zelle einmal oder keinmal vorhanden ist; oft ist das fehlende X-Chromosom durch ein abweichendes „Y-Chromosom" ersetzt.

Die geschlechtliche Fortpflanzung bedingt einen Generationswechsel zwischen haploiden und diploiden Zellen: Bei manchen Moosen besteht die eigentliche Pflanze aus haploiden Zellen und nur ein parasitisch in ihr lebendes Gebilde aus diploiden. Bei den höheren Pflanzen besteht umgekehrt die eigentliche Pflanze aus diploiden und nur ein parasitäres Gebilde („Pollenschlauch") aus haploiden. Bei den Tieren ist die haploide Generation auf die Keimzellen beschränkt.

Im Befruchtungsakt entsteht aus zwei haploiden Zellen eine diploide. Bei der Reifeteilung (Reduktionsteilung) entstehen aus einer diploiden Zelle zwei haploide; eine Chromosomenvermehrung findet dabei also nicht statt. Die gewöhnliche Zellteilung oder Vermehrungsteilung, die aus einer haploiden zwei haploide, oder aus einer diploiden zwei diploide Zellen entstehen läßt, setzt dagegen eine vorherige Verdoppelung des Chromosomensatzes voraus; im Mikroskop ist dieser Vorgang als eine Längsteilung aller Chromosomen zu beobachten.

In den Speicheldrüsenzellen mancher Insekten, insbesondere auch der für die genetische Forschung wichtigen Fliege Drosophila, finden sich „Riesenchromosomen", die nach Dicke und Länge die gewöhnlichen vielfach übertreffen. Das ist so zu verstehen: Dem normalen Chromosom ist eine perlschnurartige Form zuzuschreiben; die Länge entspricht der Länge der Riesenchromosomen, und die normalen Chromosomen erscheinen demgegenüber verkürzt infolge einer spulenartigen Aufwicklung. Die abnorme Dicke der Riesenchromosomen ist entstanden zu denken durch hochgradige Verstärkung des bei der Vermehrungsteilung eintretenden Vorgangs des Querschnittwachstums, wobei jedoch die bei der Vermehrungsteilung vor sich gehende Längsteilung unterblieben ist. Die perlschnurartige Struktur des normalen Chromosoms zeigt sich dann in einer quergestreiften Struktur des Riesenchromosoms. — Die Substanz der Chromosomen ist doppelbrechend (9).

Die Chromosomen erleiden regelmäßig gewisse Querteilungen (auf die wir noch ausführlicher zurückkommen). Die dabei stets erhalten bleibenden Elementarbestandteile der Chromosomen — den Perlen in der perlschnurartigen Struktur entsprechend — werden Gene genannt[1]).

Die Summe der Ergebnisse der Vererbungsforschung zeigt, daß die aus der statistischen

1) Eine terminologische Unterscheidung von „Gen" und „Chromomer", wie sie von vielen Verfassern vorgenommen wird, ist beim heutigen Stande der Dinge kaum noch zweckmäßig und soll deshalb hier unterbleiben.

Analyse der Kreuzungsexperimente erschlossenen „mendelnden" Erbfaktoren den Genen als ihrem Sitz und materiellen Substrat zuzuordnen sind.

Die Identifizierung je eines Gens (definiert als ein bei den erwähnten Chromosomenbrüchen stets erhalten bleibender Elementarbestandteil des Chromosoms) mit je einem färbbaren Querstreifen der Riesenchromosomen scheint gut begründet. Eine genaue Auszählung der Querstreifen dürfte durch das Elektronenmikroskop möglich werden; für die bisherigen Hilfsmittel (einschließlich Ultraviolettmikroskopie) sind sie großenteils nicht mehr ganz klar zu erfassen. Immerhin scheint sicher, daß bei Drosophila mehr als 10^3 und weniger als 10^4 Gene vorhanden sind. Dieselbe Größenordnung für die Erbfaktoren ergibt sich aus mutationsstatistischen Ermittlungen.

Daneben gibt es übrigens noch eine „nichtmendelnde" Vererbung, deren Substrat außerhalb der Chromosomen zu suchen ist, insbesondere in den „Plastiden".

§ 13. Gene. Ein Gen kann in verschiedenen Zuständen auftreten. Kommt ein Gen in zwei Zuständen A und a vor, so kann eine diploide Zelle Gene AA oder aa oder Aa enthalten. In den beiden ersten Fällen ist sie „homozygot", im letzteren „heterozygot". Die besprochenen Besonderheiten betreffs des X-Chromosoms können als eine vergrößerte Form von Heterozygotie aufgefaßt werden. Im allgemeinen wird ein Gen aber nicht nur zwei, sondern eine größere Reihe von verschiedenen Zustandsmöglichkeiten A, a, a', a'', ..., sog. „Allelen", aufweisen.

Bei der Vermehrungszellteilung reproduzieren sich die einzelnen Chromosomen mit den jeweiligen Zuständen ihrer Gene; dementsprechend sind also (von den noch zu besprechenden Mutationsfällen abgesehen) die Zellen eines diploiden Organismus sämtlich AA oder sämtlich Aa usw. Es haben dann beispielsweise Pflanzen AA rote Blüten und Pflanzen aa weiße, dagegen Pflanzen Aa in manchen Beispielen rosafarbene, in anderen Beispielen ebenfalls rote. Trotz der äußeren „phänotypischen" Gleichheit, welche in diesem letzteren Falle – dem Falle einer „Dominanz" von A gegenüber dem „rezessiven" a – zwischen AA und Aa zustande kommt, zeigt sich die vorhandene „genotypische" Verschiedenheit darin, daß die von der betreffenden Pflanze produzierten haploiden Keimzellen im Falle AA sämtlich A, im Falle Aa dagegen zu 50 Proz. A und zu 50 Proz. a sind. Natürlich sind aber die Beziehungen zwischen äußeren Merkmalen und Genzuständen gewöhnlich viel komplizierter als im erwähnten Beispiel; es liegt ein verwickeltes Zusammenwirken der „Erbfaktoren" miteinander und auch mit den äußeren Entwicklungsbedingungen des Individuums vor.

Wir müssen hier zwei Fragen, eine methodische und eine entwicklungsphysiologische, fast ganz von näherer Betrachtung ausschalten, da zu ihrer ausführlicheren Beantwortung der ganze höhere Mendelismus dargestellt werden müßte.

Die methodische Frage lautet: Wie kann man erkennen und beweisen, daß bestimmte, durch die Merkmalsanalyse der Kreuzungsexperimente zunächst rein formal definierte „Erbfaktoren" ganz bestimmten mikroskopisch erkennbaren Genen (oder Gengruppen) zuzuordnen sind? Es sei lediglich angedeutet, daß dies in zwei Schritten geschieht. Der Reifeteilung geht eine „Konjugation", d. h. parallele Zusammenlagerung der homologen Chromosomen voraus, und es ergibt sich – vielleicht im Zusammenhang mit Verschlingungen, welche die glatte Trennung verhindern – regelmäßig ein gewisser „Austausch" von entsprechenden Teilstücken zwischen den homologen Chromosomen. Im einfachsten Falle handelt es sich also darum, daß jedes der beiden homologen Chromosomen sich in zwei Teile zerlegt – wobei diese Querteilung in beiden Chromosomen an genau derselben Stelle eintritt – und das „untere" Teilstück des einen Chromosoms sich an das „obere" Teilstück des anderen heftet und umgekehrt. Der Einfluß dieses „Faktorenaustausches" auf die Statistik der Merkmalsverteilungen im Kreuzungsexperiment ermöglicht die Aufstellung von „Chromosomenkarten", in welchen die zu einem Chromosom gehörigen Erbfaktoren linear angeordnet sind derart, daß der Abstand je zweier Faktoren proportional der statistischen Häufigkeit einer solchen Querteilung zwischen den beiden zugehörigen Genen ist. Von der somit festgestellten Reihenfolge der Erbfaktoren im Chromosom kommt man dann zur Lokalisierung der Erbfaktoren in bestimmten Genen durch Auswertung von Abnormitäten des Chromosomensatzes. Ein Fehlen oder überzähliges Vorhandensein von Chromosomenstücken oder ganzen Chromosomen, falsche Reihenfolge von Teilstücken eines Chromosoms oder Anheftung eines abgebrochenen Chromosomenstückes an ein anderes Chromosom, erhalten und reproduzieren sich (sofern die betreffenden Individuen noch lebensfähig sind) bei den Zellteilungen ebenso wie die normalen Strukturen. (Übrigens gibt es Rassen, z. B. von Oenothera, bei denen derartige Abnormitäten konstitutionell geworden sind.) Gerade die letztgenannte Abnormität ermöglicht eine Lokalisierung, da sie einerseits mikroskopisch sichtbar ist und da andererseits im Kreuzungsexperiment

erkennbar ist, welche Erbfaktoren durch die veränderte Anheftung in ihrem statistischen Verhalten beeinflußt werden.

Erfreulicherweise kann das Auftreten solcher methodisch wichtigen Abnormitäten durch Röntgenbestrahlung in erhöhter Häufigkeit veranlaßt werden. Bei der Fliege Drosophila ist die Lokalisierung weitgehend gelungen. Bei einigen anderen viel untersuchten Objekten dürfte sie in absehbarer Zeit möglich werden. Für die Erörterung der physikalischen Reaktionsgesetze der Gene genüge es, festzustellen, daß die Merkmale eines Individuums und seiner Nachkommenschaft dem Vererbungsforscher Indikatoren bedeuten für die Zustände der einzelnen Gene in der Ursprungszelle dieses Individuums.

Die zweite auszuschaltende Frage ist, wie die Merkmale, die den vorliegenden Genzuständen entsprechen, in der Entwicklung des Individuums zustande kommen. Nur die Anfangsglieder der biologischen Reaktionsketten, welche, von den Genen ausgehend, die Ontogenese bestimmen, sind für die physikalische Analyse der Gene von unmittelbarer Bedeutung; doch ist darüber noch kaum Endgültiges bekannt.

§ 14. Mutationen. Trotz der hochgradigen Stabilität der Gene, die sich ausdrückt in ihrer Unveränderlichkeit während des Lebensprozesses und ihrer identischen Reproduktion bei den Vermehrungsteilungen, gibt es doch Zustandsänderungen des Gens, durch welche das gerade vorliegende „Allel" dieses Gens in ein anderes Allel übergeht. Diese Zustandsänderung wird Mutation genannt. Genauer spricht man von einer Genmutation, da die Bezeichnung Mutation auch für die gröberen, zu den besprochenen „Abnormitäten" des Chromosomensatzes führenden Prozesse gebraucht wird. Die Genmutation erfolgt in einer diploiden Zelle stets nur an einem der beiden homologen Chromosomen, nicht etwa an beiden zugleich.

Eine „Chromosomenmutation", die nur darin besteht, daß einige eng benachbarte Gene hinsichtlich ihrer Reihenfolge vertauscht sind, ist oft schwer von einer Genmutation zu unterscheiden.

Eine Mutation wirkt besonders auffällig, wenn sie in einer Keimzelle eintritt, weil sie sich dann im ganzen daraus entstehenden Individuum auswirkt. Grundsätzlich aber kann eine Mutation auch in jeder anderen Körperzelle eintreten; es werden dann (abgesehen von der Möglichkeit einer späteren nochmaligen Mutation) alle aus dieser Zelle hervorgegangenen Zellen (die einen gewissen Bezirk des Tier- oder Pflanzenkörpers bilden) das fragliche Gen in seiner mutierten Form enthalten. Man spricht hier von einer somatischen Mutation.

Eine zuverlässige quantitative Bestimmung der mittleren Lebensdauer eines Allels unter Normalbedingungen ist schwierig. Es dürften jedoch bei Drosophila für einzelne der spontanen Mutationen Häufigkeiten pro Generation von etwa 0,00005 Proz. bis aufwärts zu etwa 0,005 Proz. in Betracht kommen. Rechnet man roh 30 Generationen pro Jahr, so ergeben sich für die einzelnen Allele mittlere Lebensdauern in der Größenordnung von 700 bis 70000 Jahren. Es gibt aber auch „labile" Allele von merklich geringeren Lebensdauern.

Die ständige Wechselwirkung der Gene mit dem Zellplasma läßt mit der Möglichkeit rechnen, daß die Lebensprozesse der Zelle einen gewissen Einfluß auf die (spontane oder z. B. strahleninduzierte) „Mutabilität" der Gene haben könnten. Empirische Anzeichen dafür sind vorhanden, z. B. in dem Sinne, daß die gereiften Keimzellen von Drosophila anscheinend eine etwas erhöhte Strahlenempfindlichkeit haben; doch sind diese Effekte anscheinend ziemlich gering. Noch sehr viel geringer sind allen Erfahrungen nach etwaige Einflüsse des Gesamtorganismus und seiner Zustände auf die Mutationsprozesse. Gewisse Beobachtungen („Dauermodifikationen", „Phänokopien" und damit Zusammenhängendes betreffend) machen zwar solche Einflüsse wahrscheinlich, und vielleicht sind sie für das Deszendenzproblem von hoher Bedeutung. Quantitativ liegen sie jedoch ganz außerhalb des Bereiches der genetischen Experimente.

Nur durch abnorm starke Beeinflussungen des Gesamtorganismus, z. B. durch „Temperaturschocks", welche einen großen Teil der ihnen ausgesetzten Individuen töten, kann an den Überlebenden eine erhöhte Mutationsrate (etwa verdoppelt bis verdreifacht gegenüber der spontanen) erzielt werden. Die diesbezüglichen Experimente liegen jedoch außerhalb des Rahmens unseres Berichtes. Für die atomphysikalische Analyse des Mutationsvorganges kommen Experimente, bei welchen die komplizierte biologische Wechselwirkung zwischen Keimzellen und Gesamtorganismus eine Rolle spielt, naturgemäß nicht in Betracht, sondern nur solche Experimente, bei welchen sich die Mutationsauslösung durch eine unmittelbar auf die Gene gerichtete und klar übersehbare physikalische Einwirkung vollzieht. Erfreulicherweise ist übrigens die durch Röntgenstrahlung erzielbare Mutationsrate um mehrere Zehnerpotenzen größer als die durch Temperaturschocks bewirkte[1]).

1) Eine von Goldschmidt in einem Falle nach Temperaturschock beobachtete „Massenmutation" wird von diesem Verfasser jetzt als ein von der Temperaturbehandlung ganz unabhängiges Ereignis angesehen (12).

§ 15. Das Gen als Molekül. Das Gesamtmaterial der Vererbungsforschung zeigt, daß das Gen nicht einer stetigen Veränderung fähig ist, sondern nur eine diskrete (praktisch eine endliche, und zwar nicht große) Reihe von Zuständen annehmen kann. Es gibt einzelne Beispiele, für die bereits 10–20 verschiedene Zustände desselben Gens bekannt sind. Natürlich dürfte es in Wirklichkeit noch wesentlich mehr geben; aber es darf als eine grundsätzliche und definitive Erkenntnis angesehen werden, daß das Gen nur unstetiger, sprunghafter Änderungen seines Zustandes fähig ist. Diese grundsätzliche Erscheinung verlangt eine grundsätzliche und einfache Deutung; die physikalische Struktur des Gens muß derart sein, daß sie nur unstetige Zustandsänderungen erlaubt. Die naheliegende Deutung ist offenbar diese: Das Gen ist ein einzelnes Molekül. Die Genmutation ist ein Quantensprung.

Diese Schlußfolgerung, die vor einigen Jahren im Rahmen grundsätzlicher Erwägungen über das Verhältnis von Physik und Biologie ausgesprochen wurde (1934), ist mir damals von der Kritik heftig bestritten worden. Ihre Zwangsläufigkeit wird jedoch dem Physiker kaum zweifelhaft erscheinen: Wenn es wahr wäre, daß ein Gen $\approx 10^9$ Atome und 10^3–10^5 Moleküle enthielte, so wäre die empirische Unstetigkeit seiner Zustandsänderungen etwas physikalisch Unbegreifliches.

Inzwischen besteht aber über die monomolekulare Struktur des Einzelgens tatsächlich kein Zweifel mehr; die später zu besprechenden Ergebnisse der Strahlengenetik haben diese Frage definitiv entschieden (1935).

Eine weitere Stütze für die Deutung des Gens als Einzelmolekül ergibt sich ferner aus grundsätzlichen Feststellungen der Virusforschung (1935). Es besteht heute weitgehend Einigkeit darüber, daß ein Virusindividuum ein mit einem isolierten Einzelgen vergleichbares Gebilde ist. Seitdem es aber Stanley und Wyckoff gelungen ist, Virussubstanz zu kristallisieren, ist auch das Virusindividuum als wohldefiniertes Einzelmolekül erwiesen (10, 11).

Dabei sind Molekulargewichte bis zu $2{,}5 \cdot 10^7$ gefunden worden, was also einer Atomzahl $\approx 2 \cdot 10^6$ entspricht. Man wird deshalb auch für die Genmoleküle eine (von Fall zu Fall stark verschiedene) Größenordnung von etwa 10^4–10^6 Atomen erwarten; und das stimmt gut zusammen mit der Größenordnung, die nach dem oben Ausgeführten aus den Riesenchromosomen zu erkennen ist. Bei diesen Riesenchromosomen werden wir, wenn wir das normale Einzelgen als Einzelmolekül ansprechen, die einzelnen Schichten der geldrollenartigen Struktur als monomolekulare Schichten anzusehen haben.

In diesem Zusammenhang sei folgender Punkt erwähnt. Die Kreuzungsanalyse der verschiedenen Fellfärbungen etwa des Meerschweinchens hat eine Anzahl von Erbfaktoren erkennen lassen, deren Zusammenwirken in bestimmter Weise die verschiedenen Färbungstypen zustande bringt. Es zeigt sich aber, daß auch für viele andere, zum Teil systematisch weit entfernte Arten von Säugetieren eine ganz analoge Gruppe von Erbfaktoren als bestimmend für die Fellfärbungen nachzuweisen ist. Man wird dies so aufzufassen haben, daß auch bei weit entfernten Arten, deren Chromosomen stark verschieden voneinander sein müssen, gewisse Genmoleküle bzw. ganze Gruppen von Genmolekülen trotzdem in identischer chemischer Struktur vorhanden sind; etwa analog dem Auftreten desselben chemischen Radikals in ganz verschiedenen Molekülen.

Die Erkenntnis der monomolekularen Natur von Genen und Virusindividuen führt zu der grundsätzlichen Folgerung, daß weder ein Wachstum noch eine Teilung im eigentlichen Sinne möglich ist. Vielmehr muß die der Vermehrungsteilung von Zellen zugrunde liegende Chromosomenteilung so verstanden werden, daß ein Gen neben sich ein zweites gleichartiges Molekül aufbaut (in einer Art autokatalytischem Prozeß). Ebenso ist die Vermehrung der Vira zu denken.

Endlich ergibt die Vorstellung, daß das Gen ein Einzelmolekül ist, noch eine grundsätzlich wichtige Folgerung in bezug auf die Bindung der benachbarten Gene eines Chromosoms aneinander. Diese Bindung muß jetzt ebenfalls als eine chemische Valenzbindung aufgefaßt werden, und die Fähigkeit eines Gens G_1, sich mit einem Gen G_2 zu verbinden, setzt deshalb ganz bestimmte chemische Struktureigenschaften von G_1 – etwa eine bestimmte Anzahl freier Valenzen – voraus. Also wird eine Änderung der Reihenfolge einiger Gene, etwa $\ldots G_1 G_2 G_3 \ldots$ in $\ldots G_1 G_3 G_2 \ldots$, in manchen Fällen nur unter gleichzeitigen Genmutationen in G_1, G_2, G_3 möglich sein.

Hierin möchten wir die physikalisch naturgemäße Deutung sehen für die neuerdings von einigen Verfassern auf Grund empirischer Befunde für wahrscheinlich gehaltene Tatsache einer engen Koppelung gewisser Genmutationen mit geringfügigen „Chromosomenmutationen", also Änderungen in der Reihenfolge der Gene. Derartige Koppelungen sind letzthin insbesondere (mit allerdings wohl noch keineswegs definitiver Begründung) von Goldschmidt behauptet, aber in ganz anderer, den hier vertretenen Auffassungen zuwiderlaufender Weise theoretisch gedeutet worden (12). – Bei dem empirisch

gesicherten „Positionseffekt" [vgl. (13), S. 113ff.] handelt es sich anscheinend um etwas anderes, nämlich eine bloße Schwächung oder Stärkung der Auswirkung eines Gens durch Versetzung an einen anderen Ort im Chromosom. Die Vorstellung liegt nahe, daß die seitens nahe benachbarter Gene katalysierten biochemischen Prozesse sich wechselseitig etwas beeinflussen können.

Versucht man, sich eine genauere Vorstellung zu machen von der Zustandsänderung, welche ein Genmolekül bei einem Mutationsprozeß erleidet, so kommen offenbar folgende Möglichkeiten in Betracht:

1. Eine Umlagerung des Moleküls in ein anderes (natürlich nur wenig verschiedenes) Isomer derselben Bruttoformel.
2. Eine Abspaltung eines Radikals vom Molekül; oder umgekehrt
3. ein Einbau eines kleineren Moleküls in das große Genmolekül.

Beim letzteren Falle wird naturgemäß im allgemeinen nur ein kleines, nicht zu kompliziertes Molekül in Frage kommen, aus dem einfachen Grunde, weil ein einbaufähiges komplizierteres Molekül nur selten gerade vorhanden sein wird. Deshalb kann umgekehrt bei einem Abspaltungsprozeß dann ebenfalls nur ein kleines Radikal in Frage kommen, wenn es zu der betreffenden Mutation auch mit merklicher Wahrscheinlichkeit die inverse Mutation oder „Rückmutation", wie man es zu nennen pflegt, gibt. Das ist häufig der Fall, so daß also bestimmt nicht etwa die große Mehrzahl insbesondere der nichtletalen Mutationen als „Zerstörungsprozesse" an den Genen gedeutet werden kann. Übrigens sind auch bei gewissen letalen Mutationen Rückmutationen sichergestellt.

Versuchsweise könnte man etwa folgendes Beispiel im Sinne dieser Erwägungen deuten: Ein gewisses Drosophilagen hat (neben anderen Zuständen) drei Zustände w, w^e, W. Spontane und strahleninduzierte Mutationen ergeben nun die Umwandlungsschritte $w \rightarrow w^e$; $w^e \rightarrow W$ und auch unmittelbar $w \rightarrow W$. Zu den ersten beiden gibt es die entsprechenden Rückmutationen; zum letzten aber nicht. Es läge nahe, dies so zu deuten, daß die beiden ersten der genannten Mutationsschritte zwei sukzessive Radikalabspaltungen bedeuten, die auch ebensogut auf einmal erfolgen können: Während aber die beiden kleineren Radikale einzeln auch leicht wieder angelagert werden, ist das aus beiden zusammengesetzte größere Radikal zu selten in der Umgebung des Gens vorhanden, um eine merkliche Häufigkeit der unmittelbaren Rückmutation $W \rightarrow w$ zu ergeben. — Diese Bemerkung soll aber nichts weiter bezwecken als eine Illustration erwägbarer Möglichkeiten; übrigens können sich die Verhältnisse natürlich noch komplizieren durch etwaige, mit diesen Genmutationen verknüpfte Anordnungsänderungen der oben besprochenen Art.

§ 16. Spontane Mutationen. Wir erwähnten schon in § 14, daß die Drosophilagene unter normalen Bedingungen Verweilzeiten der ungefähren Größenordnung 10^3—10^5 Jahre in ihrem jeweils vorliegenden Allel haben. Es ist sicher, daß die spontanen Mutationen, welche diese Verweilzeiten begrenzen, nicht etwa auf Rechnung der Höhenstrahlung zu setzen sind. Die durch die strahlengenetischen Experimente gewonnenen Feststellungen ermöglichen nämlich eine sichere Beurteilung der Gesamtmutationsrate (also aller Gene zusammen), welche auf Grund der Ionisierungswirkung der Höhenstrahlung zu erwarten ist; es ergibt sich, daß die durch Höhenstrahlung induzierte Mutationsrate um mehrere (mindestens 3) Zehnerpotenzen kleiner sein muß als die empirische spontane Mutationsrate. Es ist allerdings gelungen, an einem günstigen Objekt Mutationen durch Höhenstrahlung zu erzeugen vermittelst einer geeigneten dünnen Panzerung, welche bewirkt, daß das Objekt infolge von Schauererzeugung wesentlich stärkerer Ionisierung ausgesetzt ist, als unter gewöhnlicher Einwirkung der Höhenstrahlung (Rajewsky). Unter normalen Umständen jedoch kann die kosmische Strahlung keinen merklichen Beitrag zur spontanen Mutationsrate liefern, deren Veranlassung also in anderen Umständen gesucht werden muß.

Obwohl die spontane Mutabilität wegen ihrer Kleinheit quantitativen Feststellungen nicht günstig ist, scheinen folgende Thesen experimentell gut begründet:

1. Die spontane Mutationsrate ist (unter konstanten Bedingungen) konstant pro Zeiteinheit und nicht etwa pro Generation.
2. Sie ist zeitunabhängig.

Damit ist folgendes gemeint. Die Zeitspanne zwischen zwei aufeinanderfolgenden Generationen kann innerhalb gewisser Grenzen variieren; man kann für das Kreuzungsexperiment jüngere oder ältere Tiere nehmen, oder man kann Pflanzensamen längere Zeit lagern lassen. Die These 1 stellt fest, daß dann Verschiedenheiten festzustellen sind in der pro Generation ermittelten Mutationsrate, die dazu führen, daß man für die Wahrscheinlichkeit des Mutierens pro Zeiteinheit einen konstanten Wert erhält. Die These 2 präzisiert und erweitert diese Feststellung: Es gibt kein Altern der

Gene; die Wahrscheinlichkeit, daß ein in einem bestimmten Zustand (Allel) vorhandenes Gen in einen anderen stabilen Zustand (ein anderes seiner Allele) übergeht, ist unabhängig davon, wie lange es sich schon in seinem jetzigen Zustand befindet.

Es bedarf kaum der Hervorhebung, daß diese Feststellungen das oben erläuterte Bild des Gens – als eines großen Einzelmoleküls – bestens bestätigen. Es kann danach auch kaum noch ein Zweifel bestehen, in welcher Weise die spontane Mutabilität physikalisch zu deuten ist: es handelt sich um einen Temperatureffekt. In der Tat zeigt sich:

3. Die spontane Mutationsrate erhöht sich bei Temperatursteigerung.

Dabei ergibt sich allerdings in quantitativer Hinsicht etwas Merkwürdiges. Wir haben gemäß den obigen Erwägungen bestimmt die Mehrzahl der Genmutationen anzusehen als Prozesse einer isomeren Umlagerung oder einer Radikalabspaltung; Fälle einer Anlagerung werden auch in Betracht kommen, aber wohl sicherlich in der Minderzahl sein. Lassen wir diese letzteren jetzt beiseite – über ihre Wahrscheinlichkeiten eine Aussage zu machen, ist kaum möglich, weil es hier auf das Vorhandensein des zur Anlagerung geeigneten Moleküls wesentlich ankommt –, so können wir [nach Timoféeff-Ressovsky, Delbrück und Zimmer (15)] die Regeln der chemischen Kinetik anwenden. Es sei eine Aktivierungsenergie U notwendig, damit die fragliche Umwandlung geschehen kann. Die thermodynamische Wahrscheinlichkeit, daß das Genmolekül – dessen Schwingungszustand und Gehalt an Schwingungsenergie natürlich unter Temperatureinfluß ständig wechseln wird – zur Zeit t gerade die Energie U hat, ist proportional $e^{-\frac{U}{kT}}$; die Umlagerungsfrequenz ist dann von der Größenordnung

$$\nu(T) \approx \nu_0 e^{-\frac{U}{kT}}, \qquad (12)$$

wobei ν_0 einer „mittleren Schwingungsfrequenz" von etwa 10^{14} sec^{-1} entspricht.

Die Chemiker pflegen den – von ν_0 unabhängigen – Quotienten $\frac{\nu(T+10)}{\nu(T)}$ als „van't Hoffschen Faktor" zu bezeichnen. Die folgende Tabelle gibt Werte dieses Quotienten sowie Werte von $\frac{1}{\nu(T)}$ und von $\frac{U}{kT}$ für Zimmertemperatur.

Experimentell zeigt sich nun für die spontane Mutationsrate ein van't Hoffscher Faktor ≈ 5,

Tabelle II

U in eV	$\frac{U}{kT}$	$\frac{1}{\nu}$	$\frac{\nu(T+10)}{\nu(T)} = e^{\frac{10\,U}{kT^2}}$
0,3	10	$2 \cdot 10^{-10}$ sec	1,4
0,6	20	$5 \cdot 10^{-8}$ sec	1,9
0,9	30	0,1 sec	2,7
1,2	40	33 min	3,8
1,5	50	16 Monate	5,3
1,8	60	$3 \cdot 10^4$ Jahre	7,4

was also einer glaubhaften Größe der Aktivierungsenergie (annähernd 1,5 Volt) entspricht. Quantitativ befriedigend ist ferner, daß an gewissen sehr instabilen Allelen – die entsprechend ihren kleineren Lebensdauern auch kleinere Aktivierungsenergien U haben müssen – auch ein kleinerer Wert des van't Hoffschen Faktors festzustellen ist.

Eine völlig falsche Größenordnung bekommen wir aber aus Tabelle II für die mittlere Lebensdauer der normalen Allele, nämlich ≈ 1 Jahr gegenüber empirischen Werten von 10^3–10^5 Jahren.

Was das bedeutet, ist wohl zur Zeit noch nicht zu sagen. Vielleicht könnte die Übereinstimmung verbessert werden durch Berücksichtigung derjenigen Genmutationen, welche eine Anlagerung erfordern, oder durch Berücksichtigung des oben berührten Zusammenhanges von Genmutationen mit Umordnungen der Gene. Vielleicht muß man aber auch der Möglichkeit ins Auge sehen, daß die Genmoleküle gegenüber „gewöhnlichen" Molekülen eine charakteristische „Überstabilität" besitzen: die gewöhnliche Berechnung oder vielmehr Schätzung der Umlagerungsfrequenz aus der Aktivierungsenergie setzt ja ein „normales" Molekül voraus und schließt nicht die Möglichkeit aus, daß es Moleküle von sehr spezieller Struktur gibt, welche dieser Regel nicht folgen. Moleküle besonders stabiler Struktur müssen aber, sofern sie als (verdoppelungsfähige) Genmoleküle fungieren können, im Sinne des Selektionsprinzips eine biologische Bevorzugung erreichen.

Ein weiterer ungeklärter Punkt ist übrigens noch der, daß die Auslösung von Mutationen durch Strahlung anscheinend durchaus nicht in dem Maße, wie man es erwarten möchte, neue, spontan nicht zustande kommende Mutationen auslöst: Man sollte denken, daß es viele Mutationsschritte gäbe, deren Aktivierungsenergie zu groß für die Temperaturanregung wäre. Vielleicht könnte man dies mit der – später noch anderweitig zu belegenden – Vorstellung erklären, daß nur ein sehr kleiner Teil der Genmolekülzustände hinreichende Lebensdauer hat, um als „Allel" in Erscheinung zu

treten. Diese Vorstellung könnte vielleicht auch die Annahme einer erheblichen „Überstabilität" entbehrlich machen. Jedoch dürften diese Fragen erst nach weiteren experimentellen Untersuchungen spruchreif werden.

Erwähnt sei übrigens, daß die Tötung von Bakterien durch Hitze anscheinend ebenso wie die in Teil II besprochene Strahlentötung von Bakterien in den meisten Fällen ein exponentielles Abklingen der Anzahl nicht getöteter Individuen ergibt. Es handelt sich hier also um einen Vorgang, welcher als eine temperaturbedingte letale Mutation des Bakteriums bezeichnet werden kann. Die nähere Untersuchung dieser Bakterientötung durch Hitze läßt deshalb auch grundsätzliche Aufschlüsse über das Problem der temperaturbedingten spontanen Mutabilität erhoffen (7).

IV. Strahlengenetik

§ 17. Strahleninduzierte Mutationsraten. Für eine klare Feststellung der strahleninduzierten Mutationsrate ergeben sich Schwierigkeiten aus der Diploidie der somatischen tierischen Zellen. Wird ein Individuum bestrahlt und dann zum Kreuzungsexperiment benutzt, so werden in der entstehenden nächsten Generation alle diejenigen Mutationen noch nicht erkennbar werden, welche ein rezessives Allel erzeugt haben; und in der dritten Generation werden durch Faktorenaustausch die Verhältnisse so hochgradig kompliziert, daß quantitative Feststellungen — und eine saubere Trennung von der spontanen Mutabilität — praktisch unmöglich werden[1]).

Mullers quantitative Sicherstellung der Erhöhung der Mutationsrate durch Röntgenstrahlung beruhte auf der geistreichen Ersinnung einer Methode, welche eine gewisse Chromosomenabnormität („Inversion") ausnutzt, welche den normalen Faktorenaustausch verhindert; außerdem wird durch einen (rezessiven) Letalfaktor ein erheblicher Anteil der Kreuzungsprodukte automatisch eliminiert; nur der tatsächlich interessierende Anteil bleibt übrig. Bei Drosophila hat das Weibchen zwei X-Chromosome, das Männchen nur ein X- und außerdem ein davon abweichendes Y-Chromosom. Die Mullersche „*ClB*-Methode" läßt aus bestrahlten Männchen in der dritten Generation Enkelsöhne hervorgehen, deren X-Chromosom genau — ohne Störung durch Faktorenaustausch — dem (durch die Strahlung veränderten!) großväterlichen X-Chromosom gleicht.

1) Diese Schwierigkeiten fallen fort, wenn man (wie Knapp und Schreiber) als Versuchsobjekt eines derjenigen Moose wählt, bei welchem die Pflanze haploid ist.

Eine von Frau L. V. Morgan entwickelte andere Methode („Attached-X-Methode") liefert (unter Ausnutzung einer anderen Chromosomabnormität) sogar schon in der zweiten Generation Söhne, deren X-Chromosom genau dem väterlichen gleicht.

Auf diese Weise kann jedenfalls die strahleninduzierte Mutabilität des X-Chromosoms gut analysiert werden. Für die anderen Chromosomen ist man durch kompliziertere Methoden ebenfalls zum Ziele gekommen.

Die Fliege Drosophila ist das klassische Versuchsobjekt der Genetik überhaupt und der Strahlengenetik im besonderen. Die meisten der im nachfolgenden zu besprechenden Untersuchungen und Ergebnisse beziehen sich auf diese Fliege; jedoch sind auch mancherlei andere Objekte in dieser oder jener Richtung strahlengenetisch untersucht, mit Ergebnissen, die durchweg die an Drosophila gewonnenen grundsätzlichen Erkenntnisse bestätigten. An Drosophila als Versuchsobjekt sind auch die entscheidenden Erkenntnisse von Timoféeff-Ressovsky, Zimmer und Delbrück (14, 15) gewonnen worden.

§ 18. Unmittelbarer Strahleneinfluß. Eine genauere physikalische Analyse der Erzeugung von Mutationen durch Strahlung ist deshalb — und nur deshalb — möglich, weil die Mutationserzeugung unmittelbar durch die Wirkung der Strahlung auf die Chromosomen bzw. Gene zustande kommt: wäre die Mutationserzeugung erst das Endergebnis einer längeren physiologischen Reaktionskette mit strahleninduziertem Primärprozeß, so wäre ein Vordringen der diesbezüglichen Analyse bis zu den physikalischen Elementarvorgängen aussichtslos.

Der Beweis für das tatsächliche Vorliegen der soeben behaupteten unmittelbaren Mutationsauslösung durch die Strahlung ist deshalb von fundamentaler Wichtigkeit für die Strahlengenetik. Wir fassen in wenigen Sätzen zusammen, was durch ausgedehnte experimentelle Untersuchungen zu diesem Beweis beigetragen worden ist.

a) Man bekommt keine Mutationsauslösung durch Bestrahlungen, welche die Keimzellen der bestrahlten Individuen nicht erreichen. Dies ist festgestellt z. B. durch Bestrahlung, die nur einen Teil des Körpers der Fliege traf; ferner durch Anwendung sehr weicher Strahlung (unterhalb 10 kV), die infolge zu starker Absorption nicht bis zu den Keimdrüsen durchdringt.

b) Die Bestrahlung zeigt hinsichtlich der Mutationsauslösung keine Nachwirkung; wenn wir — etwa die in § 17 erwähnte „Attached-X-Methode" gebrauchend — bei einem der Söhne eines bestrahlten Vaters ein nicht mutiertes

X-Chromosom finden, so zeigen die zugehörigen Enkelsöhne ebenfalls keinerlei auf die erfolgte Bestrahlung zurückzuführende (nämlich gegenüber der spontanen Mutabilität erhöhte) Mutationsrate.

c) Bestrahlung von Eizellen vor der Befruchtung ergibt keine Wirkung auf die Chromosomen der (unbestrahlten) Spermien.

d) Die erzeugte Mutationsrate ist bei gleicher Bestrahlung dieselbe für verschiedene Individuen (selbstverständlich der gleichen Art).

e) Die Mutationsrate ist bei gleicher Bestrahlung anscheinend nahezu unabhängig davon, ob es sich um männliche oder weibliche, um reife oder unreife Keimzellen handelt. Bestimmt ist die Mutationserzeugung nicht etwa auf solche Zellen beschränkt (oder bei ihnen größenordnungsmäßig stärker), welche gerade eine Teilung ausführen. Quantitative Feststellungen hierzu sind allerdings schwierig, hauptsächlich infolge von Selektionswirkungen, welche die statistischen Resultate fälschen. Eine unerhebliche Erhöhung der Strahlenempfindlichkeit bei den reifen Keimzellen scheint vorhanden zu sein. Natürlich können auch somatische Mutationen durch Strahlung induziert werden; doch kommen diesbezügliche quantitative Feststellungen wohl kaum in Betracht.

f) Die Gesamtmutationsraten der verschiedenen Chromosomen sind ihrer Länge proportional. — Offenbar folgen also in der perlschnurartigen Anordnung des Chromosoms in unregelmäßiger Folge empfindlichere und weniger empfindliche Gene aufeinander, so daß im Mittel eine konstante Mutabilität pro Längeneinheit zustande kommt. — Die praktische Wichtigkeit dieser Feststellung liegt darin, daß sie dazu berechtigt, das der Untersuchung aus oben erläuterten Gründen besonders gut zugängliche X-Chromosom als typisch für alle Drosophilachromosomen anzusehen.

g) Die strahleninduzierte Mutationsrate ist temperaturunabhängig.

h) Dagegen ergibt die Imprägnierung mit Schwermetallsalzen eine erhöhte Wirkung: es handelt sich offenbar darum, daß das imprägnierte Gewebe stärkere Absorption für die Röntgenstrahlung ergibt. — Diese Tatsache könnte offenbar zu einer die unter a) erwähnten Feststellungen an Beweiskraft weit übertreffenden Beweisführung benutzt werden vermittelst der Durchführung von Imprägnierungen in enger lokaler Begrenzung.

§ 19. Dosisproportionalität. Die Feststellungen, die in § 18 gesammelt wurden als Beweise für eine unmittelbar an den Chromosomen bzw. Genen angreifende Mutationsauslösung, geben zum Teil zugleich wichtige Hinweise für die physikalische Deutung des Mutationsprozesses. Darüber hinaus erhalten wir die entscheidenden Informationen durch die Feststellung der quantitativen Beziehungen zwischen Röntgenbestrahlung und induzierter Mutationsrate.

Die dabei festzustellenden Verhältnisse bieten eine enge Analogie zu denjenigen, die wir oben an der Strahlentötung von Bacterium coli gefunden haben. Analog den in § 7 erläuterten Gesetzmäßigkeiten A, B, C, D ergibt sich jetzt:

A) Die Anzahl der nichtmutierten Keimzellen klingt exponentiell ab mit wachsender Strahlendosis.

B) Entsprechend der bei Bacterium coli bestehenden Unstetigkeit des Tötungsprozesses ist auch der jetzt studierte Mutationsprozeß ein unstetiger Akt; wir haben diesen Punkt in § 15 ausführlicher besprochen.

C) Es gibt keinen „Zeitfaktor". Applizierung derselben Strahlendosis innerhalb von 10 Minuten oder innerhalb von 8 Tagen macht keinen Unterschied.

D) Die Wirkung ist temperaturunabhängig; wir haben das schon in § 18 unter g) hervorgehoben. Betreffs der Bedeutung dieser Feststellung ist auch hier dasselbe zu sagen, wie früher bei Bacterium coli.

Was die Qualität der angewandten Strahlen betrifft, so hat man von der weichsten noch brauchbaren Röntgenstrahlung ($\approx$ 10 kV) anfangend bis aufwärts zur Ra-γ-Strahlung eine Reihe verschiedener Wellenlängen auf ihre mutationsauslösende Wirkung untersucht.

Ein Drosophilazellkern hat ein Volum von $\approx 10^{-11}$ cm^3, also einen Durchmesser $\approx 2{,}5\,\mu$. Ein 100-kV-Elektron, das diesen Kern durchquert, wird, da bei ihm $\delta \approx 0{,}25$ ist, nur wenige kleine Ionenhäufchen (höchstens ≈ 10) darin erzeugen; und die etwa 80 Proz. Wassergehalt im Kern werden bereits dafür sorgen, daß praktisch höchstens einer dieser Ionenhäufchen zu biologischer Wirksamkeit gelangt. Es ist also kein Zweifel möglich, welchen physikalischen Prozeß wir als den wirksamen Treffer der Mutationserzeugung anzusehen haben: die Bildung eines einzelnen kleinen Ionenhaufens, der durchschnittlich 3 Ionen und 6 Anregungen enthält.

Dann muß aber für nicht allzu dichte Ionenfolge die Halbwertsdosis unabhängig von der Wellenlänge sein: Das ist empirisch tatsächlich der Fall im ganzen untersuchten Wellenlängengebiet. Bei Beschränkung auf Dosen, für welche man die Exponentialformel $e^{\alpha D}$ noch durch $1 + \alpha D$ ersetzen kann, bekommen wir also eine wellenlängenunabhängige Dosisproportionalität der strahleninduzierten Mutationsrate.

Inzwischen ist von Timoféef-Ressovsky, Zimmer und Heyn auch die Mutationsauslösung durch Neutronenstrahlung an Drosophila studiert worden (19). In Übereinstimmung mit der theoretischen Erwartung tritt hier der (bei 10-kV-Röntgenstrahlung noch nicht bemerkbare) Sättigungseffekt ein[1]), analog den Wyckoffschen Befunden an Bacterium coli.

§ 20. Treffbereiche. Die im vorangehenden geschilderten Ergebnisse der strahlengenetischen Untersuchungen haben zu dem fundamentalen Ergebnis geführt, daß die Mutation einem quantenphysikalischen Elementarprozeß gleichzusetzen ist. Zwar haben wir als Treffer der Mutationsauslösung zunächst die kleinen Häufchen von Ionen bezeichnen müssen, welche im Durchschnitt noch etwa 3 Ionen enthalten, und man könnte noch im Zweifel sein, ob wirklich auch schon eine einzige Ionisierung eine Mutation ergeben kann. Dieser Zweifel wird aber behoben. Einerseits zeigt sich, daß auch ultraviolette Strahlung mutationsauslösend wirkt, und zwar bei gegebener Wellenlänge ebenfalls mit einer der angewandten Strahlungsmenge proportionalen Mutationsrate (die aber von der Wellenlänge natürlich in unregelmäßiger Weise abhängt). Pollenkörner von Pflanzen, die man genetisch genau kennt (Antirrhinum), sind besonders geeignet für die ultraviolette Bestrahlung. Diese Ultraviolettexperimente, die in Zukunft noch wichtige genauere Einblicke erhoffen lassen, beweisen im Zusammenhang mit den Röntgenexperimenten jedenfalls, daß ein einziges Lichtquant $h\nu$ von wenigen Elektronvolt Energie eine Mutation hervorrufen kann; die Ergebnisse der Röntgenexperimente erfahren in diesem Sinne also eine ergänzende Verschärfung.

Andererseits hat auch die Röntgeninduktion von Mutationen noch weitere grundsätzliche Feststellungen erlaubt. Man hat neben den Gesamtmutationsraten einzelner Chromosomen (vor allem des X-Chromosoms) auch verschiedene einzelne Mutationsprozesse — also Übergang eines bestimmten einzelnen Gens aus einem seiner Zustände in einen gewissen anderen Zustand — quantitativ verfolgen können. Das Verfahren, welches wir schon am Beispiel der Tötung von Bacterium coli erläutert haben, erlaubt dann eine Bestimmung der Größe des zugehörigen „Treffbereiches".

Die Vorstellung ist also diese: Es gibt in bezug auf einen einzelnen Mutationsschritt ein gewisses „empfindliches Volum" derart, daß man sagen darf: Wenn innerhalb dieses Volums ein Ion bzw. ein kleines Ionenhäufchen gebildet wird, dann — und nur in diesem Falle — erfolgt die betreffende Zustandsänderung des fraglichen Gens. Da es wenig wahrscheinlich ist, daß eine außerhalb eines Gens eintretende Ionisierung sekundär eine Zustandsänderung an diesem Gen hervorruft, so wird man erwarten, daß die in diesem Sinne definierten Treffbereiche nur Teilstücke der betreffenden Gene sein werden; in etwas grober Vorstellungsweise kann man sich denken, daß eine Ionisierung im Gen verschiedene Zustandsänderungen hervorbringt je nach dem Orte, an welchem sie innerhalb des Gens eintritt.

Natürlich wäre aber auch die etwas allgemeinere Möglichkeit ins Auge zu fassen, daß eine innerhalb eines gewissen Treffbereiches eintretende Ionisierung nur mit einer gewissen noch von 1 verschiedenen Wahrscheinlichkeit die betreffende Zustandsänderung bewirkt; ferner wird es nicht gleichgültig sein, ob innerhalb des Treffbereiches nur ein einziges Ion gebildet wird oder etwa 3; wir werden gleich sehen, daß einige der Treffbereiche (nicht alle) groß genug sind, um eines unserer vielbesprochenen Ionenhäufchen mit etwa 3 Ionen und 6 Anregungen aufzunehmen. Abgesehen von diesen erst durch weitere Untersuchungen allmählich zu klärenden Fragen beweisen die von Timoféeff-Ressovsky und Delbrück (14) bestimmten Größen einiger Treffbereiche, daß diese jedenfalls tatsächlich, wie oben als naturgemäß angesehen, erheblich kleiner sind als die vermutliche Größenordnung der Genmoleküle. Die nachfolgende Tabelle gibt die Treffbereiche durch die Anzahl der darin enthaltenen Moleküle an. Der Berechnung ist die Annahme zugrunde gelegt, daß eine einzelne Ionisierung als Treffer zu werten sei; man müßte die Bereiche also um einen Faktor 3 vergrößern in solchen Fällen, welche die Annahme eines Ionenhäufchens (von durchschnittlich 3 Ionen) als Treffer wahrscheinlicher machen; dagegen wären sie um einen Faktor 3 zu verkleinern, wenn man eine einzelne Ionisierung oder einzelne Anregung als Treffer zählen wollte.

Tabelle III

Mutationsschritte	Treffbereiche
$+ \rightharpoonup W^c$	650
$W \rightharpoonup W^c$	75
$W^c \rightharpoonup +$	200
$+ \rightharpoonup m$	600
$m \rightharpoonup +$	100
$+ \rightharpoonup f$	1650
$f \rightharpoonup +$	600

[1]) Herrn Timoféeff-Ressovsky und Herrn K. G. Zimmer bin ich herzlich dankbar für die freundliche briefliche Mitteilung ihrer noch nicht veröffentlichten Versuchsergebnisse, sowie auch für sonstige freundliche Auskünfte und Ratschläge, die dem vorliegenden Bericht zugute gekommen sind.

Die letztgenannten Mutationsschritte sind vielleicht oder wahrscheinlich in Wirklichkeit nicht einfache Genmutationen, sondern eine Mischung oder Kombination mehrerer; die beiden erstgenannten sind wahrscheinlich wirklich einfache Genmutationen. Das zweite Beispiel mit dem besonders kleinen Treffbereich rechtfertigt wohl unbedingt den Schluß, daß wenigstens in diesem Falle tatsächlich eine einzige Ionisierung (oder Anregung) Treffer ist. Das erstgenannte Beispiel mit dem wesentlich größeren Treffbereich führt zu dem Schluß, daß doch offenbar eine größere Menge verschiedener quantenphysikalischer Umwandlungsprozesse am Genmolekül zu derselben Mutation als Endergebnis führt (vielleicht unter sukzessiver Durchlaufung labiler Zwischenstufen); offenbar sind die in der Genetik auftretenden „Allele" nicht einfach alle möglichen Quantenzustände eines Genmoleküls, sondern nur gewisse besonders stabile Quantenzustände haben die Bedeutung von Allelen.

Jedenfalls aber ergeben diese quantitativen Bestimmungen von Treffbereichen das Endglied in der Beweiskette für die monomolekulare Natur der Gene und für die Deutung der Mutation als Quantensprung.

§ 21. Schlußbemerkungen. Die erläuterten Experimente und ihre theoretische Verarbeitung ergaben ein umfangreiches und zuverlässiges Beweismaterial für die oben angedeutete These der „Verstärkertheorie der Organismen", nach welcher in den Zellen Steuerungsverhältnisse solcher Art bestehen, daß Organe von monomolekularer Feinheit — und Prozesse, deren Feinheitsgrad bis auf unteilbare einzelne Quantenakte heruntergeht — das Lebensgetriebe der Zelle steuern.

Daß Derartiges der Fall sei, wurde vom Verfasser vermutet im Rahmen einer an Bohrsche Ideen anknüpfenden Erörterung der grundsätzlichen Beziehungen von Physik und Biologie. Der Sinn dieser Vermutung war folgender: Wenn die fragliche These richtig ist, so werden die entscheidenden (steuernden) Reaktionen des Organismus nicht mehr den Gesetzen der klassischen Physik, sondern denen der Quantenphysik unterliegen; allgemeine Erwägungen lassen aber erhoffen, daß dann die grundsätzliche Problematik der Biologie wesentlich besser verständlich werden könnte, als auf Grund der klassisch-makroskopischen Physik. Wenn aber die fragliche These falsch ist, so ist das Leben ein makrophysikalischer Prozeß, und die Quantentheorie hat nichts Grundsätzliches zu seinem Verständnis beizutragen (7).

Die „Verstärkertheorie der Organismen" (1932) wurde, wie bereits erwähnt, präzisiert (1934) durch die These, daß die Gene Einzelmoleküle seien. Diese damals noch heftig abgestrittene — obwohl schon 1926 von Przibram (18) angedeutete — These hat, wie wir sahen, 1935 ihre experimentelle Sicherung erhalten (Timoféeff-Ressovsky, Zimmer, Delbrück; indirekt Stanley, Wyckoff). Aber schon vorher lag auf Grund der Untersuchungen über nichtgenetische biologische Strahlenwirkungen das oben in Teil II geschilderte Beweismaterial für die Richtigkeit unserer grundsätzlichen These vor.

Ein anderes Gebiet hat sogar noch früher sehr bemerkenswerte Stützen für die Annahme einer monomolekularen Steuerungsfeinheit in der Zelle geliefert: Nach dem Vorgang von Henri 1905 haben verschiedene Verfasser gewisse Beispiele von Giftwirkungen auf Zellen in dem Sinne gedeutet, daß ein einzelnes Molekül — oder einige wenige (analog der Treffertheorie der Strahlenwirkung) — an einem empfindlichen Volum der Zelle einen chemischen Prozeß ausführt, welcher tötend (oder jedenfalls makrophysikalisch schädigend) wirkt. Dieses Untersuchungsgebiet läßt noch wichtige Beiträge zur Analyse der quantenphysikalischen Elementarvorgänge der Lebenserscheinungen erhoffen. Auch die in § 16 erwähnten Feststellungen betreffs der Hitzetötung von Bakterien (und ähnliche weitere Ergebnisse) sind schon recht alt (Madsen und Nyman, 1907; Chick, 1908) und sogleich richtig gedeutet worden. Rahn hat 1929 diese Deutung ganz in dem auch hier vertretenen Sinne präzisiert. Für sich allein genommen waren diese Feststellungen, zumal in analogen Experimenten mancherlei sekundäre Komplikationen vorkommen können, nicht überzeugungskräftig genug, um den daraus gezogenen Schlüssen allgemeine Anerkennung zu verschaffen. Im Zusammenhang mit den klaren Ergebnissen der Strahlenbiologie werden jedoch auch diese Feststellungen und ihre zu erhoffenden Wiederholungen und Präzisierungen wichtige Beiträge zu einer atomphysikalischen Analyse der elementaren Lebensvorgänge liefern.

Literaturverzeichnis

Wir beschränken uns auf die Nennung einiger weniger Arbeiten; die mit * bezeichneten Arbeiten enthalten ihrerseits ausführliche weitere Literaturangaben und sind als Ausgangspunkte eingehenderer Studien geeignet.

Zu Teil I:

*1) W. Bothe, Handbuch der Physik, 2. Auflage, Bd. XXII, 2. Berlin 1933.
2) H. Bethe, Ann. d. Phys. **5**, 325, 1930.
3) E. Bagge, Ann. d. Phys. **30**, 72, 1937.
4) G. Jaffé, Ann. d. Phys. **42**, 303, 1913; Physik. Zeitschr. **30**, 849, 1929.
5) D. E. Lea, Proc. Cambr. Philos. Soc. **30**, 80, 1934.

*6) E. Rutherford, J. Chadwick und C. Ellis, Radiations from radioactive substances. Cambridge 1930.

Zu Teil II:

*7) P. Jordan, Radiologica **1**, 21, 1937; **2**, 16, 1938, und im Erscheinen.

Zu Teil III:

*8) F. Oehlkers, Naturwiss. **25**, 145, 1937.
9) W. J. Schmidt, Naturwiss. **25**, 506, 1937.
10) R. W. G. Wyckoff, Naturwiss. **25**, 481, 1937.
11) H. Gaffron, Naturwiss. **25**, 496, 1937.
12) R. Goldschmidt, Proc. Nat. Acad. Amer. **23**, 621, 1937.

Zu Teil III und IV:

*13) N. W. Timoféeff-Ressovsky, Experimentelle Mutationsforschung in der Vererbungslehre. Dresden und Leipzig 1937.
14) N. W. Timoféeff-Ressovsky und M. Delbrück, Zeitschr. f. indukt. Abstammungslehre **71**, 322, 1937.
*15) N. W. Timoféeff-Ressovsky, M. Delbrück und K. G. Zimmer, Göttinger Nachr., Fachgruppe VI, N. F. **1**, 189, 1935.
*16) H. Stubbe, Naturwiss. **25**, 483, 500, 1937.
17) P. Jordan, Geistige Arbeit **5**, Nr. 3, 1938.
18) H. Przibram, Zeitschr. f. indukt. Abstammungslehre **43**, 389, 1926.
19) N. W. Timoféeff-Ressovsky, K. G. Zimmer und F. A. Heyn, Naturwiss. **26**, 108, 1938.

Rostock, Physikalisches Institut, Theoretische Abteilung.

(Eingegangen 25. Februar 1938)

NACHRICHTEN

Die Regelung der Stimmtonfrage im deutschen Hoheitsgebiet. Der Präsident der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt: Bei allen öffentlichen Musikdarbietungen im deutschen Hoheitsgebiet und bei dem Bau von Musikinstrumenten ist das auf der Wiener Stimmtonkonferenz im Jahre 1885 als Normstimmton a′ mit 435 ganzen Schwingungen in der Sekunde (Hz) oder nach französischer Zählweise mit 870 Halbschwingungen in der Sekunde innezuhalten oder wenigstens die Annäherung an diesen alten Wert anzustreben; auf keinen Fall aber ist ein Stimmton zu verwenden, der über 440 Hz liegt.

Ergebnis des Preisausschreibens der Auerforschungsstiftung. Dr. med. H. A. Oelkers, Dozent am Pharmakologischen Institut der Universität in Hamburg und Dr. E. Vincke vom Pharmakologischen Institut der Universität in Hamburg zur Preisaufgabe Nr. 8 „Die spezifische Wirkung der seltenen Erden auf das Blutbild und das Gefäßsystem" mit einem Preise von RM 1000.—. Hierüber Dr. med. Wilhelm Schröder, Erlangen, zu der Preisaufgabe Nr. 8, einen Betrag von RM 500.—. Dr. Hans Tollert, Berlin, zur Preisaufgabe Nr. 5 „Angabe physikalischer Konstanten von reinen Metallen aus der Gruppe der dreiwertigen seltenen Erden" einen Betrag von RM 300.— und Dr. Walter Schulz, Berlin-Friedrichshagen, zur Preisaufgabe Nr. 7 „Worauf beruht die Trübungswirkung von Zirkonoxyd und Ceroxyd, die nach verschiedenen Verfahren hergestellt sind, auf Emails, und wie wird diese Wirkung durch die Zusammensetzung dieser Emails beeinflußt?" einen Betrag von RM 300.—.

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Berlin Dr. Ott-Heinrich Keller für Mathematik, insbesondere Spezielle Funktionen und Differentialgleichungen, Dr. phil. Hans Münzner an der Universität Göttingen für Wirtschaftsmathematik, an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Paul Heuser für Mathematik, insbesondere Grenzfragen zwischen Schul- und Hochschulmathematik und Sondervorlesungen, an der Universität Jena Dr. Heinz Raether für Physik, an der Universität Münster Dr. Helmut Ulm für Mathematik, an der Universität Göttingen Dr. Ernst Witt für Mathematik, an der Universität Bonn Dr. Oswald Wachtel für Astronomie, an der Universität Heidelberg Dr. Christoph Grundmann für Organische Chemie, an der Universität Halle Dr. Gerhard Stemmler für Philosophie der exakten Wissenschaften.

Ernannt: Professor Dr. Rudolf Criegee zum planmäßigen a. o. Professor für Organische Chemie an der Technischen Hochschule Karlsruhe, der ord. Professor an der Victoria University in Manchester Dr. William Lawrence Bragg zum ord. (Cavendish) Professor für Physik an der Universität Cambridge (England) an Stelle des verstorbenen Lord Rutherford, der Dozent an der Technischen Hochschule Stockholm Dr. E. N. E. Hallström zum Professor der Holzveredlungschemie an der Technischen Hochschule Trondheim, der nichtbeamtete a. o. Professor an der Universität Heidelberg Dr. Karl Ziegler zum ord. Professor der Chemie an der Universität Halle, Dozent Dr. Karl Zeile an der Universität Göttingen zum beamteten a. o. Professor für organische Chemie und organische Technologie ebenda, der nichtbeamtete a. o. Professor an der Universität Tübingen Dr. Peter Neber zum beamteten a. o. Professor für organische Chemie ebenda, Dr. Ing. Walter Wolmann in Berlin-Siemensstadt zum a. o. Professor für Fernmeldeanlagen und technische Akustik an der Technischen Hochschule Dresden, der Dozent an der Technischen Hochschule Aachen Dr. Wilhelm Fucks zum ord. Professor für theoretische Physik ebenda, der a. o. Professor an der Universität Leipzig Dr. Johannes Scheiber vertretungsweise zum a. o. Professor der chemischen Technologie daselbst.

Lehrauftrag: Dr. Gerhardt Habèrland an der Universität Breslau für Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie.

In den Ruhestand: Der ord. Professor der chemischen Technologie an der Technischen Hochschule Stockholm Dr. Carl Fredrik Kullgren.

Gestorben: Der frühere Direktor der Siemens-Schuckertwerke und Dozent für elektrische Schiffseinrichtungen an der Technischen Hochschule Berlin Professor Dr. Otto Krell.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — D. A. 1330. I. Vj. 1938. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany